www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

11e JAARGANG No. 8, blz. 225-256 AUGUSTUS 1949

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: LABORATORIUM VOOR WETENSCHAPPELIJK ONDERZOEK DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE SPIRAAL ALS TRILLINGSKRING VOOR HET OPWEKKEN VAN ZEER HOGE FREQUENTIES

door B. B. van IPEREN. 621.385.1.029.6:621.396.615.143

Het is een bekend feit, dat bij een triode constructieve moeilijkheden ontstaan, wanneer men deze geschikt wil maken voor zeer hoge frequenties. De laatste jaren zijn daarom verschillende typen buizen ontwikkeld waarin geheel nieuwe principes zijn toegepast. Opmerkelijke resultaten zijn verkregen met de lopende-golfbuis (travelling wave tube), een buis waarin electromagnetische golven zich langs een spiraal voortplanten. Deze buis, die vooral voor het versterken van zeer korte golven wordt gebruikt, kan uiteraard ook dienen voor het opwekken van zulke golven. In dit artikel wordt een oscillator die op dit principe berust beschreven en de werking ervan toegelicht.

Inleiding

Om de moeilijkheden die zich voordoen bij het gebruik van trioden voor zeer hoge frequenties [1][2]) te vermijden of althans sterk te verminderen, heeft men de laatste jaren verschillende buizen ontwikkeld die in dit geval de triode zouden kunnen vervangen.

Een voorbeeld hiervan is de inductiebuis [3]). Daarbij komen de electronen niet meer terecht op een anode die deel uitmaakt van de trillingskring, maar zij geven hun energie inductief af aan de uitgangskring en worden daarna opgevangen op een anode, die nu willekeurig groot kan worden gemaakt. Een van de bezwaren van de triode, nl. dat deze bij de kleine afmetingen welke bij hoge frequenties vereist zijn, slechts weinig energie kan dissiperen, is hierdoor opgeheven. Maar de moeilijkheden aan de ingangskring zijn nog dezelfde gebleven.

Een belangrijke verbetering op dit punt vormt de inhaalbuis [4]). In deze buis passeert een bundel electronen van constante snelheid een hoogfrequent wisselveld. De electronen die daardoor, afhankelijk van het moment van passeren, een bepaalde snelheidsverandering hebben ondergaan, komen vervolgens in een veldvrije ruimte, waar deze snelheidsmodulatie wordt omgezet in een dichtheidsmodulatie, zodat de stroom een wisselstroomcomponent krijgt. De energie wordt ook bij deze buis inductief afgegeven.

De voor het verkrijgen van de genoemde snelheidsmodulatie benodigde twee roosters kunnen bij de inhaalbuis veel grover zijn dan het stuurrooster van de triode of de inductiebuis. De constructieve moeilijkheden zijn hierdoor verminderd. Daar de electronen echter een eindige tijd in het modulerende veld (en ook in het inductorveld) verblijven, treden er toch weer effecten op welke een ongunstige invloed hebben op de werking van de buis.

Deze eindige looptijd heeft nl. in de eerste plaats tot gevolg, dat de werking van het hoogfrequente electrische veld op de electronen minder effectief wordt: de snelheidsmodulatie resp. de geïnduceerde wisselstroom is kleiner dan bij een te verwaarlozen

[1]) C. J. Bakker, Enige eigenschappen van ontvanglampen bij korte golven, Philips techn. T. **1**, 171-177, 1936.

[2]) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Het gedrag van versterkerbuizen bij zeer hoge frequenties, Philips techn. T. **3**, 104-121, 1938. Zie ook K. Rodenhuis, Twee trioden voor het ontvangen van decimetergolven, Philips techn. T. **11**, 79-89, 1949 (No. 3).

[3]) Deze buis is o.a. besproken in C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Platte trilholten als electrische resonatoren, Philips techn. T. **8**, 149-160, 1946.

[4]) Voor een uitvoerige beschrijving van de inhaalbuis zie F. M. Penning, Inhaalbuizen, Philips techn. T. **8**, 214-224, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

looptijd. In de tweede plaats treedt er een zg. looptijddemping op, dwz. het modulerende veld gaat energie afstaan aan de bundel.

Het is wel mogelijk zich te bevrijden van het effect van de looptijddemping, want men kan de vorm en de afstanden van de electroden zo kiezen, dat de demping nul of zelfs negatief wordt [5]). Maar als men dit doet, blijkt steeds (ten minste als men zich houdt aan de eenvoudige configuratie van twee roosters of een spleet), dat de beoogde snelheidsmodulatie resp. wisselstroominductie veel kleiner wordt. Dit middel is in de practijk dan ook weinig aantrekkelijk.

Hieruit mag niet worden afgeleid, dat een negatieve looptijddemping nooit toepassing vindt. Er bestaat een buis waarbij men hiervan gebruik maakt. Men laat dan de electronenbundel slechts één modulerend veld passeren. Als de afstand van de electroden goed gekozen is, kan de bundel energie aan het veld afgeven en indien de afgegeven hoeveelheid groter is dan die welke nodig is om het hiervoor vereiste hoogfrequente electrische veld op te wekken, kan de opstelling oscilleren. Deze buis, die de naam monotron [6]) draagt, werkt echter wegens de kleine absolute waarde van de negatieve looptijddemping slechts bij zeer grote stroomsterkte. Dat deze waarde slechts klein is, moet daaraan worden toegeschreven, dat bij de gebruikelijke hoogfrequente velden de potentiaal een lineaire of althans monotone functie van de plaats is. We komen hierop nog terug.

Sinds enige tijd wordt echter bij de ontwikkeling van buizen voor zeer hoge frequenties een nieuw beginsel toegepast, waarbij gebruik wordt gemaakt van een electrisch veld waarvan de veldsterkte een periodieke functie van de plaats is. De volgens dit principe geconstrueerde buizen werden in de eerste plaats als versterker bestudeerd [7])[8]) en ontvingen toen de naam „lopende-golfbuis" (travelling wave tube). De eenvoudige constructie van deze buizen maakt ze ook aantrekkelijk voor het opwekken van zeer korte golven. In dit artikel zullen we speciaal het gebruik van deze buis als oscillator bespreken. Een korte uiteenzetting van de werking als versterker moge hieraan voorafgaan.

Principe van de als versterker gebruikte lopende-golfbuis

In een lopende-golfbuis wordt er voor gezorgd, dat de te versterken electromagnetische golf in een bepaalde richting een snelheid heeft welke slechts een klein gedeelte is van de snelheid in de vrije ruimte. De aldus vertraagde golf staat dan in wisselwerking met een electronenbundel.

Er zijn verschillende manieren om een electromagnetische golf te vertragen. Theoretische onderzoekingen wijzen echter uit, dat toepassing van een spiraal voor dit doel de gunstigste oplossing biedt.

Als men een electromagnetische golf aan het einde op de spiraal brengt, plant deze zich langs de draad voort met een snelheid die in de buurt van de lichtsnelheid ligt. In de asrichting van de spiraal gezien is de snelheid echter sterk verkleind, en wel in de verhouding van de spoed van de spiraal tot haar omtrek. Het is mogelijk op deze wijze langs de as van de spiraal een lopende electromagnetische golf te verkrijgen waarvan de snelheid bijv. 1/10 van de lichtsnelheid is en waarvan de electrische vector langs de asrichting ligt. Stuurt men nu een electronenbundel langs deze as, dan treedt er wisselwerking op tussen de bundel en de electromagnetische

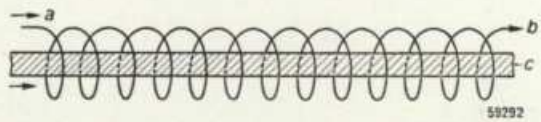


Fig. 1. Schematische voorstelling van het gebruik van een spiraal waar een electronenstroom doorheen gaat, als versterker. a = de aankomende, b = de versterkte golf, c = de electronenstroom.

golf. Deze situatie is in *fig. 1* schematisch voorgesteld. Berekening wijst uit, dat in een bepaald gebied van electronensnelheden de bundel energie aan de golf kan afstaan, waardoor deze laatste dus versterkt wordt.

Globaal kan dit op de volgende wijze worden begrepen. De golf geeft aan de bundel een snelheidsmodulatie, deze zet zich om in een dichtheidsmodulatie en daardoor krijgt de electronenstroom in de bundel een wisselstroomcomponent. Deze laatste geeft nu op zijn beurt energie af aan de golf, waarna de versterkte golf de bundel weer beïnvloedt, enz. Het blijkt, dat ten gevolge van dit mechanisme de amplitude van de golf exponentieel met de doorlopen afstand toeneemt.

Nadere beschouwing leert, dat de werking van de buis nog iets ingewikkelder is. Men kan de amplitude van een lopende golf als functie van de afstand x en de tijd t namelijk steeds voorstellen door de formule

$$A(x,t) = A(0)\, e^{j(\omega t - \Gamma x)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

waarin ω de hoekfrequentie is en Γ de zg. voortplantingsconstante. In de theorie van de lopende-golfbuis wordt nu

[5]) In het vervolg van dit artikel zal op deze effecten nog nader worden ingegaan.
[6]) Het monotron is uitvoerig behandeld door J. J. Müller en R. Rostas, Helv. Phys. Acta **13**, 435-450, 1940.
[7]) R. Kompfner, Wireless World **52**, 369-372, 1946.
[8]) J. R. Pierce, Proc. Inst. Rad. Engrs. **35**, 111-123, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aangenomen, dat alle electrische grootheden die bij deze golfbeweging te pas komen, ook kunnen worden voorgesteld op de manier die formule (1) aangeeft. Berekenen we de wisselwerking tussen de electronenbundel en het veld van de spiraal, dan vinden we een vergelijking van de vierde graad in Γ. Van de vier wortels van deze vergelijking zijn er twee reëel, waarvan één positief en één negatief. Dit betekent, dat een naar links en een naar rechts lopende golf zich met constante amplitude langs de buis kunnen voortplanten. De andere twee oplossingen voor Γ zijn toegevoegd complex, hetgeen wil zeggen, dat in de exponent van de e-macht een reële term voorkomt welke voor de ene wortel positief en voor de andere negatief is. Deze twee oplossingen corresponderen dus beide met een naar rechts lopende golf, waarvan echter de een versterkt en de ander verzwakt wordt. De versterking blijkt maximaal te zijn, wanneer de snelheid van de electronen gelijk is aan de snelheid welke de golf langs de as van de spiraal zou hebben, indien de bundel niet aanwezig was.

Een belangrijke eigenschap van de hier beschreven opstelling is, dat de versterking in slechts zeer geringe mate afhankelijk is van de frequentie. Er moet dan echter voor worden gezorgd, dat er inderdaad alleen lopende golven optreden; met andere woorden, dat er aan het einde van de spiraal voor al deze frequenties geen reflectie plaats vindt. Als aan deze voorwaarde is voldaan, kan de bandbreedte — waaronder men verstaat het verschil tussen de twee frequenties waarbij de energieversterking tot op de helft is gedaald — hier ongeveer 1/3 van de gemiddelde frequentie bedragen.

Het opwekken van trillingen

Hierboven hebben we de werkwijze van de lopende-golfbuis als versterker in het kort beschreven. De gebruikelijke methode om van een versterker tot een oscillator te komen, is dat men een deel van de energie van de uitgang van de buis terugvoert naar de ingangszijde. Bij de hier besproken buis is er echter een veel eenvoudiger methode. Door de reflectievrije afsluiting welke bij het gebruik als versterker noodzakelijk was, geheel weg te laten, ontstaan er door de reflectie aan de einden op de spiraal staande golven. De spiraal fungeert dan als trillingskring.

Dit is geheel vergelijkbaar met andere inrichtingen waarbij lopende en staande golven kunnen optreden, bijv. een L e c h e r systeem, of een golfpijp. Ook daarbij wordt in geval van reflectievrije afsluiting een lopende, en zonder afsluiting een staande golf verkregen. Het electrische veld langs de as van de spiraal is dan eveneens staand geworden en wel zo dat de amplitude ongeveer sinusvormig langs deze as varieert. Zoals hieronder nog nader zal worden toegelicht, zal dan een bundel electronen van geschikt gekozen snelheid aan dit veld energie afgeven. Men kan dit ook zo uitdrukken, dat in dat geval evenals bij het monotron een negatieve looptijddemping optreedt. Het blijkt echter, dat bij het sinusvormige veld van de spiraal deze negatieve looptijddemping in absolute waarde veel groter kan zijn dan bij een ongeveer constant veld zoals we dat bij een monotron aantreffen.

Men kan een oscillerende „lopende-golfbuis" ook opvatten als een soort inhaalbuis waarbij echter in plaats van één modulatie- en één inductieveld een groter aantal van ieder van deze velden achter elkaar is geplaatst.

De vraag rijst nu, of de verbetering die verkregen wordt door de gunstiger vorm van het veld niet te niet wordt gedaan, doordat men de trilholten met hoge impedantie die bij inhaalbuizen en daarmede overeenkomende buizen gebruikelijk zijn, heeft vervangen door een spiraal, welke als trillingskring een veel minder gunstige indruk maakt.

Het enigszins verrassende feit doet zich echter voor, dat, zoals de berekening leert, het vermogen dat nodig is om in een stuk van een spiraal ter lengte van een halve golf een bepaald veld op te wekken, nagenoeg even groot is als het vermogen dat voor het opwekken van een veld van dezelfde grootte in een goede trilholte wordt gebruikt. De impedanties van de kringen zijn dus in beide gevallen ongeveer even groot. Dit geldt echter alleen, als er zoveel golven op de spiraal liggen, dat de straling mag worden verwaarloosd.

Alvorens verder op deze zaken in te gaan, willen we de spiraal als trillingskring iets nader beschouwen.

Eigen trillingen van spiralen

Het algemene probleem van het veld van een spiraal die de drager is van een electromagnetische golf, is mathematisch zo moeilijk, dat hiervoor nog geen oplossing is gevonden.

Voor het geval dat ons het meest interesseert, nl. dat van een spiraal welke lang is ten opzichte van zijn diameter, kunnen we echter met goede benadering zeggen, dat de stroomsterkte langs de draad sinusvormig verloopt. Noemen we de golflengte, gemeten langs de draad van de spiraal, λ_s en de totale draadlengte L, dan moet gelden:

$$L = n\lambda_s. \qquad (n = \tfrac{1}{2}, 1, 1\tfrac{1}{2}, \ldots)$$

Letten we echter op de golflengte langs de as van de spiraal λ_z, dan is het duidelijk, dat evenzeer van kracht moet zijn:

$$l = n\lambda_z, \qquad (n = \tfrac{1}{2}, 1, 1\tfrac{1}{2}, \ldots)$$

indien l de lengte van de spiraal is (zie *fig. 2*). Als we de afstand tussen twee opeenvolgende windingen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(de spoed van de spiraal) h en de straal van een winding R noemen, bestaat de betrekking:

$$\frac{l}{L} = \frac{\lambda_z}{\lambda_s} = \frac{h}{2\pi R} = \sin\varphi ,$$

waarin φ de hoek is welke de draad maakt met een vlak loodrecht op de as van de spiraal. Het electrische veld langs de as van de spiraal is eveneens sinusvormig met de golflengte λ_z.

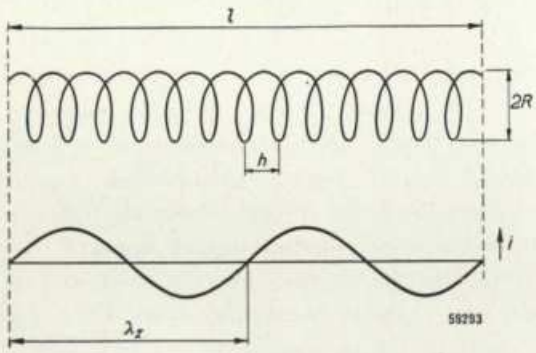


Fig. 2. Bij een spiraal waarvan de lengte l groot is ten opzichte van de diameter $2R$ verloopt de stroom langs de draad sinusvormig. In het hier getekende geval is $n = 2$. De golflengte langs de as is door λ_z voorgesteld.

We moeten ons thans afvragen, welke eigen frequenties bij de verschillende waarden van n behoren, dus welke golflengte λ_0 in de vrije ruimte behoort bij iedere waarde van n (of λ_z resp. λ_s). De berekening hiervan is tot dusver alleen mogelijk gebleken voor het geïdealiseerde geval van een oneindig lange cylinder langs welks oppervlak alleen stromen mogelijk zijn onder een gegeven hoek met de as van de cylinder. Men kan zich een dergelijke cylinder dus opgebouwd denken uit een groot aantal spiraalsgewijze gewonden zeer dunne draden welke evenwijdig aan elkaar op de cylinderomtrek liggen. Voor dit geval kan een exacte oplossing worden gegeven. Voor zeer kleine waarden van φ heeft Lenz dit reeds gedaan [9]). Voor willekeurige waarden van φ is de oplossing ook mogelijk [8])[10]), en daarbij is gebleken, dat voor alle in de practijk voorkomende waarden van φ het resultaat vrijwel onafhankelijk van φ is. We kunnen ons derhalve beperken tot de beschouwing van het geval waarbij φ klein is.

De berekening geeft dan als resultaat een verband tussen λ_s/λ_0 en $2\pi R/\lambda_z$. Deze relatie is in *fig. 3* door kromme I voorgesteld. Indien $\lambda_s/\lambda_0 = 1$ was, zou dit betekenen, dat een golf zich langs de draad van de spiraal met lichtsnelheid voortplant. Uit kromme I blijkt derhalve, dat de snelheid langs de draad over een groot gebied inderdaad ongeveer de lichtsnelheid is [11]), en dat er een belangrijke afwijking optreedt, wanneer λ_z groot ten opzichte van R wordt.

Hoewel bovenvermelde theorie natuurlijk niet geheel rekenschap kan geven van het werkelijke gedrag van een spiraal, blijkt juist in het geval dat ons het meest interesseert, nl. dat van een lange spiraal, trillend in een van zijn hogere eigenfrequenties, het verschil met de theorie niet groot te zijn. Dit blijkt ook uit kromme II in fig. 3, waarin het resultaat van een meting aan een spiraal met $l = 155$ mm, $R = 6$ mm, draaddikte $d = 0{,}7$ mm en $h = 4$ mm is weergegeven. Bij de meetpunten zijn getallen geplaatst die aangeven welke harmonische het punt voorstelt, dus het aantal halve golven op de spiraal.

We merken nog op, dat de metingen veel grotere afwijkingen van deze theorie geven, wanneer men de grondgolf van de spiraal meet (dus voor $n = \frac{1}{2}$). Hierover zijn door Drude [12]) uitvoerige metingen gedaan aan spiralen met verschillende afmetingen. Hij vond, dat de grondfrequentie slechts weinig afhangt van d en h, maar dat zij vooral wordt bepaald door de totale draadlengte L en de verhouding l/R. Zijn resultaten voor een spiraal waarbij $h/d = 2{,}4$ was, zijn in kromme III weergegeven voor waarden van $l/(2R)$ die variëren van 6 tot 0,05. Het rechterdeel van kromme III heeft dus betrekking op het gebied van de korte spoelen, waarvoor de bovengenoemde theorie niet meer van toepassing is.

Voor dit gebied is een theorie uitgewerkt door Lenz [9]) en Szasz [13]), terwijl later door Hallén [14]) nog een verbeterde theorie is gegeven voor de grondgolf van korte spoelen (kromme IV), welke in vrij goede overeenstemming is met de meting van Drude (kromme III). Kromme V, theoretisch afgeleid door Lenz en Szasz, heeft betrekking op de verschillende eigentrillingen van een zeer korte spoel van bepaalde vorm (hiervoor was $l/(2R) = 0{,}122$). Kromme VI ten slotte geeft een tweetal meetpunten van deze auteurs voor een dergelijke spoel.

In tegenstelling met wat we bij lange spiralen vonden, blijkt de snelheid van de golf bij korte spiralen steeds kleiner te zijn dan de lichtsnelheid.

Energie-afgifte van een electronenbundel aan een electrisch wisselveld

Uit hetgeen we hierboven hebben gevonden volgt, dat we bij een spiraal te doen hebben met een axiaal gericht electrisch wisselveld dat voorgesteld

[9]) W. Lenz, Berechnung der Eigenschwingungen einlagiger Spulen, Ann. Physik **43**, 749-797, 1914.
[10]) J. Chew and J. D. Jackson, Field theory of traveling wave tubes, Proc. Inst. Red. Engrs., **36**, 853-863, 1948.
[11]) Dit feit hangt nauw samen met de reeds genoemde eigenschap van de grote bandbreedte der lopende-golfversterkers.
[12]) P. Drude, Ann. Physik **9**, 590-610, 1902.
[13]) O. Szasz, Mathematischer Beitrag zu der Abhandlung des Hrn Lenz, (zie [9])) Ann. Physik **43**, 789-809, 1914.
[14]) E. Hallén, Ueber die elektrischen Schwingungen in drahtförmigen Leitern, Upsala Universitets-årsschrift 1930.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

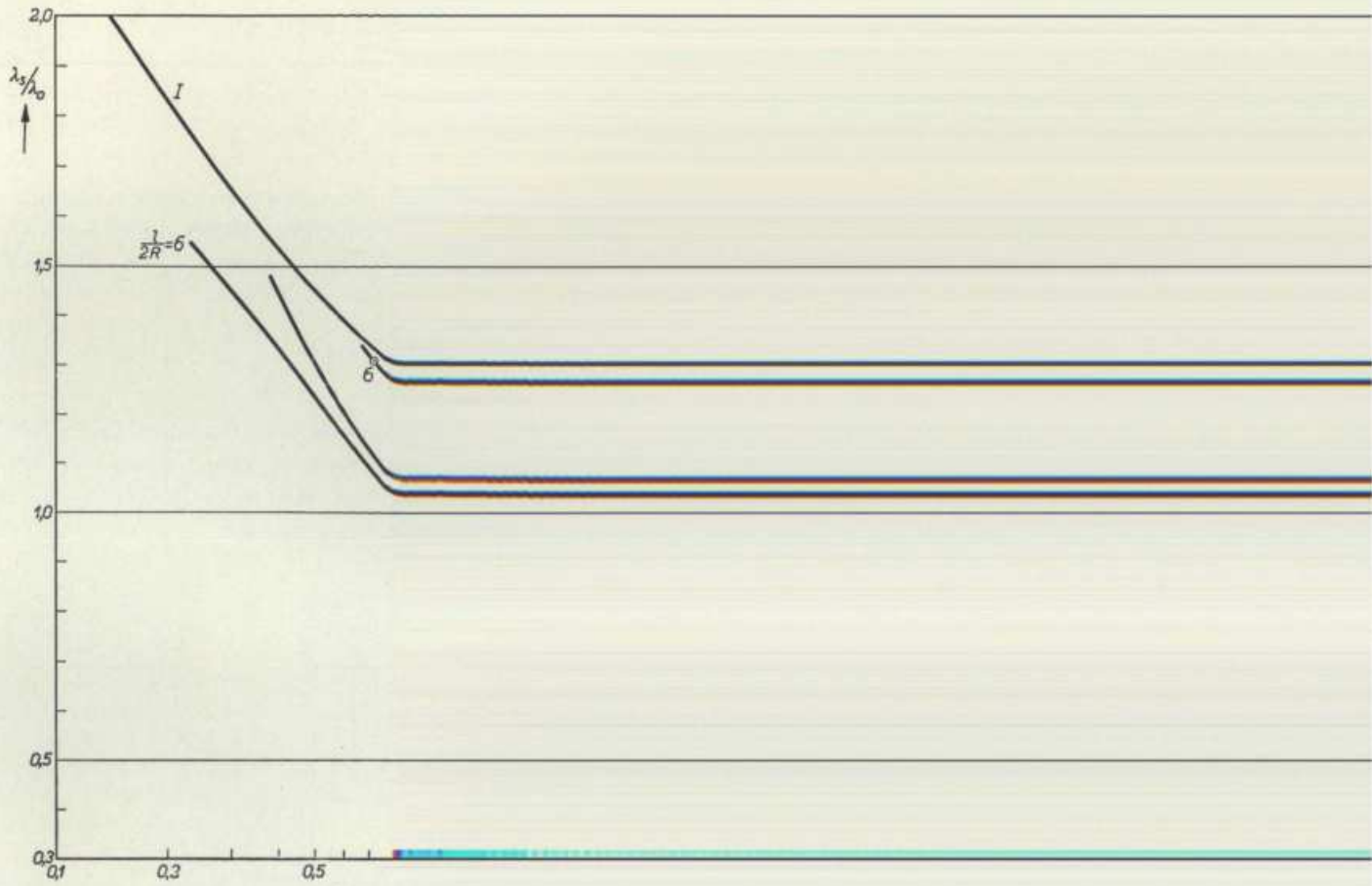


Fig. 3. Het verband t
resp. in de vrije ruim
de cylinder). *I* Theor
oneindig lange cylind
een straal $R = 6$ mm
der draden $h = 4$ m
golven op de spiraal.
beschouwd en variatie
voor de grondgolf (
korte spoel. *VI* Meti

kan worden door de formule:

$$E = E_0 \cos\left(\frac{2\pi n}{l}\, z\right) \cos \alpha$$

Langs de as loopt een bundel el
we de beginsnelheid v_0 zullen noem
welk vermogen deze bundel aan he

In het algemeen is een dergelijk
door zeer bewerkelijke grafische e
thoden oplosbaar, doch in het bij
de uitgewisselde energie klein is te
energie waarmee de electronen
komen, kan de oplossing in een ee
vorm worden gegeven, en wel voo
vorm van het veld langs de el

[15]) Zie hiervoor B. B. van Iperen, O
electromagnetic oscillations in a spira
current, Philips Res. Rep. 4, 20-30

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

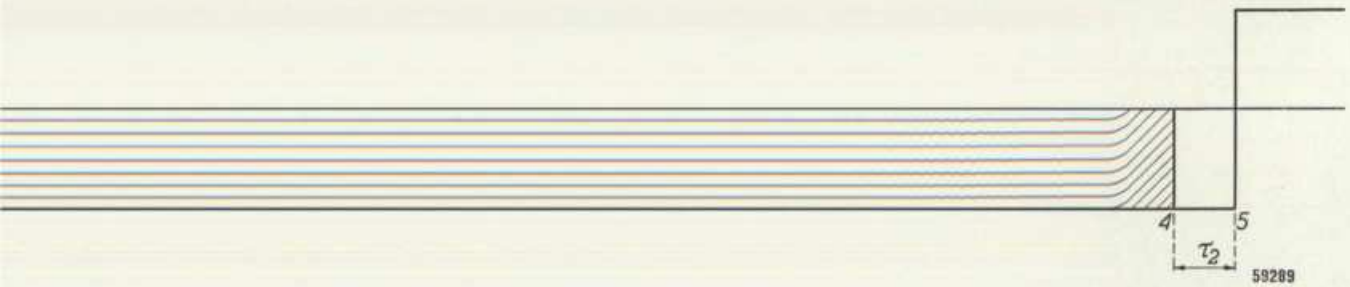
t $eV_0 = \frac{1}{2} mv_0^2$), gaat

$$> \frac{1}{Z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

unnen we de straalimpe-
n. Met behulp hiervan is
ptreden van oscillaties te

$$\frac{1}{Z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

lle waarden van τ veel
Z_0 klein zijn om aan deze
n moet dus van een grote
ken.



om het verloop van de functie
te lichten voor het geval dat τ
rsteld, dat de veldsterkte met
„rechthoekige sinus". Daar de
lectronen kleiner is dan die
, zal het aantal electronen dat
r zijn dan het aantal dat alleen
dt dus door de bundel energie

zien, dat voor looptijden
eds energie aan de bundel
us een positieve looptijd-
rden van τ komen we in
el energie aan het veld
deze negatieve looptijd-
g van het monotron.
rden van τ een positieve
len is ook kwalitatief in
digheidshalve onderstel-
ld niet gewoon sinusvor-
doch volgens een „recht-

e tijdstippen *1* tot *2* het
g. 5), krijgen dezelfde
vijl alle electronen welke
ankomen, een even grote
rgaan. Daar echter de
electronen kleiner is dan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die van de vertraagde electronen τ_2, heffen de hoeveelheden energie die bij deze beide groepen electronen behoren elkaar niet op. De electronen welke tussen *2* en *3* aankomen en een gedeelte van hun looptijd in het vertragende veld doorbrengen, zijn minder talrijk dan die welke tussen *4* en *5* arriveren en een gedeelte van hun tijd in het versnellende veld vertoeven. Het resultaat is dan ook, dat de bundel energie opneemt.

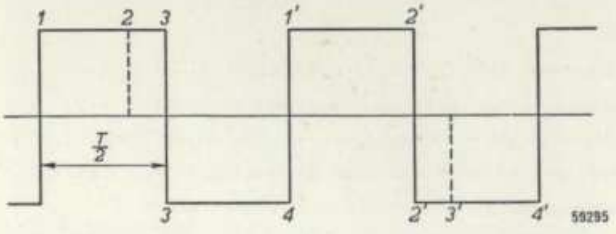


Fig. 6. Met behulp van deze figuur wordt plausibel gemaakt, dat voor τ iets groter dan 1 de electronen van de bundel gemiddeld energie afgeven aan het electromagnetische veld.

Dat, indien τ iets groter dan 1 is, het omgekeerde effect plaats grijpt, is iets moeilijker in te zien. Aan de hand van *fig. 6* kan dit als volgt plausibel worden gemaakt. We kiezen τ zodanig dat het electron *1* dat in het veld komt aan het begin van de versnellende faze juist een periode nodig heeft om het veld te passeren. We kunnen dan een gebied van electronen kiezen dat binnenkomt tussen *1* en *2* zodanig dat dit het veld verlaat in het gebied *1'-2'*. Gemiddeld nemen de electronen uit dit gebied energie uit het veld op. In het gebied *2-3* (corresponderend met *2'-3'*) zijn echter ook electronen welke energie afgeven, terwijl verder alle electronen uit het gebied *3-4* (overeenkomend met *3'-4'*) energie afgeven. Resulterend is dus het aantal electronen dat energie afgeeft groter dan het aantal dat energie opneemt.

Energie-afgifte van een electronenbundel aan het veld van een spiraal

Nadat we hierboven hebben laten zien, hoe men in een eenvoudig geval de energie-uitwisseling tussen een electronenbundel en een electrisch wisselveld kan bestuderen, zullen we nu onderzoeken hoe het hiermede gesteld is bij een sinusvormig langs een electronenbaan veranderend electrisch veld zoals we dat bij een oscillerende spiraal aantreffen.

We zullen dit geval eerst kwalitatief beschouwen en daarna het resultaat van de berekening geven.

De staande golf langs de spiraal kunnen we ons steeds ontbonden denken in twee lopende golven waarvan de een naar links en de ander naar rechts beweegt. We onderstellen nu, dat de electronen in de bundel naar rechts lopen met een snelheid v_0 welke ongeveer gelijk is aan de snelheid van de beide golven. Deze electronen hebben ten opzichte van de naar rechts lopende golf een snelheid welke klein is ten opzichte van v_0, maar de naar links lopende golf gaat met de snelheid $2v_0$ aan hen voorbij. Deze laatste golf veroorzaakt — van het electron uit gezien — een veldsterkte die zeer snel veranderlijk is. Het effect hiervan op het electron moet dus klein zijn. De invloed van deze golf zullen we daarom verwaarlozen.

Om de werking van de andere golf te onderzoeken denken we ons een coördinatensysteem dat met deze golf meebeweegt. De golf wordt hierin voorgesteld door een sinuslijn, die niet met de tijd verandert. Om het effect waar het hier om gaat duidelijker naar voren te brengen vervangen we deze sinusoïde weer door een „rechthoekige sinus", zoals in *fig. 7* getekend is.

Laten we eerst onderstellen, dat de snelheid v_0 van de electronen iets kleiner is dan de snelheid v_g van de golf. De electronen wandelen dan in het begin langs de golf naar links met de snelheid $v_g - v_0$. Het punt in de figuur waar een electron begint is afhankelijk van het moment waarop dit in het veld van de spiraal komt. Dit beginpunt schuift evenredig met het tijdstip van binnenkomst naar links op. De electronen welke nu binnenkomen in een tijdinterval overeenkomende met het gebied *1-2* worden versneld, zodat hun naar links gerichte snelheid langs de golf steeds kleiner wordt. De naar links gerichte snelheid van de tussen *3* en *4* begonnen electronen wordt daarentegen steeds groter.

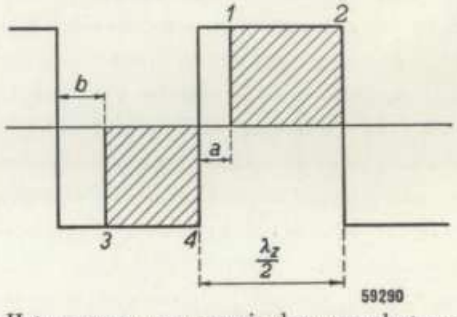


Fig. 7. Het opnemen van energie door een electronenbundel uit het veld van een spiraal. In deze figuur is het electrische veld langs de as van de spiraal voorgesteld in een coördinatensysteem dat zich met de snelheid van de golf voortbeweegt. Dit veld, dat in het genoemde systeem niet met de tijd verandert, is in werkelijkheid sinusvormig, doch hier weergegeven door een „rechthoekige sinus". Aangetoond wordt met behulp van deze figuur, dat de electronen van de bundel gemiddeld energie uit het veld opnemen, als hun snelheid v_0 iets kleiner is dan de snelheid v_g van de golf op de spiraal. In dit geval is gebied *b* groter dan gebied *a*.

De afstand waarover de electronen uit het gebied *1-2* zich gedurende hun doorgang door de spiraal naar links verplaatsen is dus kleiner dan de weg die de electronen uit het gebied *3-4* tijdens hun doorgang afleggen. Het aantal der electronen die gedurende hun gehele weg energie opnemen is derhalve groter dan het aantal der electronen die alleen energie aan de golf afstaan, of, anders gezegd: het gebied *a* van electronen welke overspringen naar het vertragende veld, is kleiner dan het gebied

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

b van electronen die naar het versnellende veld overgaan. Gemiddeld zullen de electronen van de bundel dus energie uit het veld opnemen.

Onderstellen we vervolgens, dat de snelheid v_0 van de electronen in de bundel iets groter is dan v_g. Bij dit geval behoort *figuur 8*. De electronen lopen

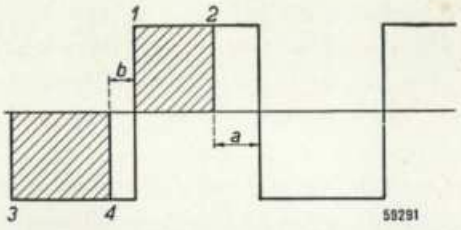


Fig. 8. De electronen van een bundel zullen gemiddeld energie aan het veld afstaan, als hun snelheid v_0 iets groter is dan de snelheid v_g van de golf. Nu is gebied b kleiner dan gebied a.

nu ten opzichte van de golf met de snelheid $v_0 - v_g$ naar rechts. De electronen die tussen *1* en *2* begonnen zijn worden bovendien versneld. Men vindt nu, dat het gebied a van electronen welke overspringen naar het vertragende veld groter is dan het gebied b van electronen welke overspringen naar het versnellende veld. De bundel staat dus gemiddeld energie af aan het veld, hetgeen de mogelijkheid van oscillaties meebrengt.

Uit deze redenering volgt ook, dat men altijd het gewenste effect in voldoende mate teweeg kan brengen, hoe klein het electrische veld ook is, door electronen voldoende lang met de golf te laten meewandelen, dus door de spiraal lang genoeg te maken.

De berekening van de energie-uitwisseling voor het hier besproken geval kan weer geschieden met de reeds aangegeven methode. Het langs de as van een oscillerende spiraal optredende wisselveld is gegeven door formule (2):

$$E(z) = E_0 \cos 2\pi n z/l\,.$$

In dit geval vinden we voor de energie die een bundel met stroomsterkte i_0 per seconde afstaat:

$$P = \frac{e\,i_0}{m v_0^3} \cdot \frac{E_0^2 l^3}{8}\, \mathrm{F}(2\pi n - \frac{\omega l}{v_0}) \quad . \quad . \quad (9)$$

Hierin is n het aantal golven op de spiraal en $\mathrm{F}(2\pi n - \omega l/v_0)$ een functie welke in *fig. 9* grafisch is voorgesteld [16]).

Daar P evenredig is met de derde macht van l, kunnen we nu door l te vergroten de afgegeven energie steeds groot maken. De grootste waarde van P wordt verkregen, als we $2\pi n - \omega l/v_0$ zo kiezen, dat $\mathrm{F}(2\pi n - \omega l/v_0)$ een maximum heeft [17]). Deze functie blijkt een aantal maxima te hebben. Eén daarvan, nl. dat voor $2\pi n - \omega l/v_0 = 0{,}42 \cdot 2\pi$ is veel groter dan alle andere. Deze waarde is dus de gunstigste voor het opwekken van oscillaties.

Als we in aanmerking nemen, dat $vl = n v \lambda_z = n v_g$ (waarin $v = \omega/2\pi$), wordt de voorwaarde voor het maximum

$$n \frac{v_0 - v_g}{v_0} = 0{,}42, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

waaruit blijkt, dat v_g inderdaad kleiner moet zijn dan v_0. Voor het ontstaan van oscillaties is dus nodig, dat de electronen iets sneller lopen dan de golf, en dit snelheidsverschil moet kleiner zijn naarmate zich meer golven op de spiraal bevinden.

We kunnen formule (10) in een voor de practijk bruikbaarder vorm brengen door de versnellingsspanning V_0 en de golflengte λ_0 in te voeren. Er komt dan:

$$\frac{500\,l}{\lambda_0 \sqrt{V_0}} = n - 0{,}42 \quad (V_0 \text{ in volts}). \quad . \quad (11)$$

Als we een spiraal hebben van gegeven afmetingen, kunnen we eerst voor iedere waarde van n uit fig. 3 (kromme *1*) de bijbehorende golflengte λ_0 bepalen en daarna met behulp van formule (11) de optimale spanning V_0 berekenen die voor het opwekken van deze golven vereist is.

Formule (11) geldt voor het hoogste maximum van $\mathrm{F}(2\pi n - \omega l/v_0)$. Een ongeveer 10 × zo klein maximum vinden we voor $2\pi n - \omega l/v_0 = -1{,}16 \cdot 2\pi$. Voor deze waarde kan men ook oscillaties krijgen. Formule (11) gaat dan over in de vorm:

$$\frac{500\,l}{\lambda_0 \sqrt{V_0}} = n + 1{,}16 \, . \, . \, . \, . \, . \, . \quad (11a)$$

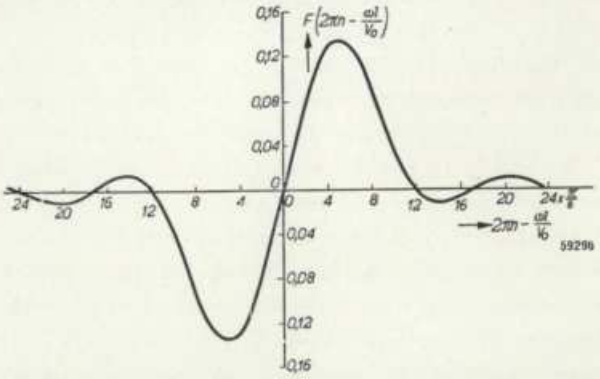


Fig. 9. Grafiek van de functie $\mathrm{F}(2\pi n - \omega l/v_0)$, waarmede het vermogen evenredig is dat een passerende electronenbundel afstaat aan het sinusvormige electrische veld van een spiraal. Uit de figuur blijkt, dat de functie verscheidene maxima heeft. Het grootste treedt op bij $2\pi n - \omega l/v_0 = 0{,}42 \cdot 2\pi$.

[16]) Deze formule geldt slechts met goede benadering, indien het aantal golven op de spiraal niet te klein, maar bijv. minstens 3 is.

[17]) Dit is niet geheel juist, daar ook de factor vóór F nog veranderlijke grootheden bevat. Een correctie hiervoor, die vrij klein is, vindt men in het onder [15]) geciteerde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Berekening van de stroomsterkte waarbij de oscillaties beginnen

In de vorige paragraaf vonden we een uitdrukking (formule 9) welke aangeeft welk vermogen een electronenbundel bij het passeren aan het wisselveld van de spiraal afstaat bij een gegeven amplitude E_0 van het veld. We beschouwen nu het geval waarbij $F(2\pi n - \omega l/v_0)$ haar grootste maximum bereikt en dus $= 0{,}13$ is. Dan wordt dit vermogen $P = i_0 e/8mv_0^3 \cdot E_0^2 l^3 \cdot 0{,}13$, hetgeen in een meer practische vorm wordt:

$$P = 26 \frac{l^3}{\lambda_0 V_0^{3/2}} \cdot i_0 E_0^2 \text{ watt.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Anderzijds moeten we weten welk vermogen nodig is om het wisselveld E_0 in stand te houden. Dit is moeilijk precies te berekenen, doch een goede benadering krijgen we op de volgende wijze. We onderstellen eerst, dat de draad waaruit de spiraal bestaat de dikte nul heeft, en dat door deze draad een wisselstroom gaat, waarvan de amplitude sinusvormig langs de draad met de golflengte λ_s verandert. Uit de hierdoor gegeven stroomverdeling kan men (met de continuïteitsvergelijking) ook de verdeling van de lading langs de draad vinden en hieruit, volgens de welbekende oplossing van de vergelijkingen van Maxwell, bij een gegeven verdeling van stroomdichtheid en ladingsdichtheid in de ruimte, het electromagnetische veld in de omgeving van de spiraal berekenen. Ons interesseert hiervan nu alleen het veld langs de as. De exacte formule daarvoor is nogal ingewikkeld [18]), maar voor vrijwel alle gevallen die zich in de practijk voordoen is de volgende benaderingsformule voldoende:

$$E_0 = 60\, I_0 \frac{\lambda_0}{R^{1/2} \lambda_s^{3/2}} \cdot e^{-\frac{2\pi R}{\lambda_s}} \text{ (V/cm)} \quad . \quad (13)$$

waarin I_0 de amplitude is van de stroom in de draad.

De volgende stap is nu, dat we het vermogen berekenen dat verloren gaat door warmte-ontwikkeling in de draad ten gevolge van het doorvloeien van de wisselstroom I_0. Daarbij moeten we natuurlijk in de eerste plaats rekening houden met de omstandigheid, dat de stroom wegens het „huid"-effect alleen aan de oppervlakte van de draad loopt. Feitelijk komt hier nog bij, dat de stroom niet gelijkmatig over de omtrek van de draad verdeeld is, doch voor het grootste deel langs de naar de as van de spiraal toegekeerde zijde van de draad loopt. Met dit laatste effect hebben we echter geen rekening gehouden. Door deze verwaarlozing zullen de voor de draad berekende verliezen kleiner zijn dan de in werkelijkheid voorkomende.

Door de op deze wijze bepaalde verliezen gelijk te stellen aan de door formule (12) gegeven energieafgifte van de bundel per seconde vinden we voor de stroomsterkte waarbij de oscillaties beginnen (voor een koperen spiraal):

$$i_0 = 3{,}8 \cdot 10^{-9} \frac{V_0^{3/2}}{n^3} \cdot \frac{RL}{d\lambda_0^{3/2}} e^{\frac{4\pi Rn}{l}}, \quad . \quad . \quad (14)$$

waarin d de dikte en L de totale lengte van de draad voorstelt. In deze formule zijn i_0 en V_0 uitgedrukt in ampères en volts en L, l, d, λ_0 en R in centimeters.

Enkele experimenten ter toetsing van de berekeningen

De eenvoudigste manier om een oscillator te verkrijgen die werkt volgens het hierboven beschreven principe is, dat men een vacuumbuis van kwartsglas neemt (bijv. 20 cm lang en 15 mm dik) welke aan de ene zijde een kathodesysteem en aan de andere een anode bevat, en deze bewikkelt met een koperen draad. Om divergeren van de electronenbundel te verhinderen moet deze buis dan in het magnetische veld van een spoel worden geplaatst.

Toch is een dergelijke opstelling niet geschikt voor het toetsen van de boven afgeleide formules. Door ladingen op de wand van de buis zullen nl. electrostatische velden ontstaan die de snelheid van de electronenbundel beïnvloeden. Om dit bezwaar te ontgaan gebruikten we een buis met een spiraal (van 0,7 mm molybdeendraad), die zich niet aan de buitenzijde van de buis bevond, maar er in geschoven was. Bij het optreden van een eigen trilling van de spiraal werd die buisspanning bepaald waarbij de oscillaties, met de desbetreffende frequentie, het sterkst waren. De hierbij behorende waarde van n, het aantal golven op de spiraal, werd op eenvoudige wijze gevonden door langs de spiraal een klein gloeilampje te verschuiven dat het sterkst brandde op plaatsen van maximale veldsterkte.

Volgens de formule (11) en (11a) moet nu $1/(\lambda_0 \sqrt{V_0})$ tegen n uitgezet een rechte lijn geven. De proef werd eerst gedaan bij de kleinste stroomsterkte waarbij de buis nog oscilleerde. *Fig. 10* doet zien (kromme *2*), dat de gemeten punten inderdaad op een rechte lijn liggen. Meting bij een iets sterkere stroom (15 mA) blijkt een rechte te geven welke iets naar beneden is verschoven (kromme *3*). Lijn *1* in figuur 10 stelt ten slotte nog de theoretische kromme voor welke behoort bij het lagere oscillatiegebied volgens formule (11a). Doordat in dat geval pas met een veel sterkere stroom oscillaties te verkrijgen zijn, kon slechts één punt van deze kromme worden ge-

[18]) Zie hiervoor E. Roubine, L'onde électr. **27**, 203-208, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

meten. Voor de met dit punt corresponderende waarde bleek de waarneming in overeenstemming te zijn met de theorie.

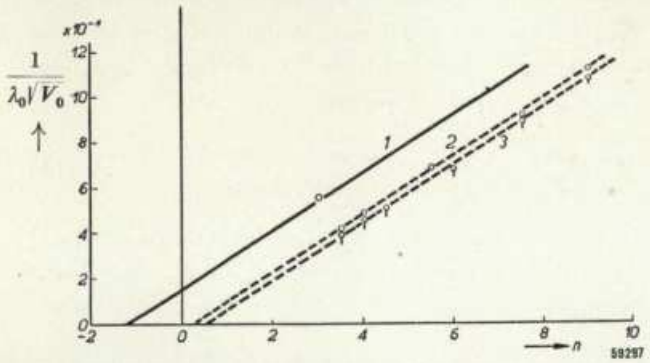


Fig. 10. Het verband tussen $1/(\lambda_0\sqrt{V_0})$ en n. (*1*) is de theoretische kromme voor het lagere oscillatiegebied volgens formule (11a). (*2*) De gemeten punten, die inderdaad op een rechte lijn blijken te liggen. (*3*) Metingen bij een iets sterkere stroom (15 mA).

In de tweede plaats werd formule (14) getoetst, die aangeeft bij welke stroomsterkte de oscillaties beginnen. In *fig. 11* zijn de resultaten daarvan weergegeven. Kromme *1* is berekend uit formule (14). De krommen *2* en *3* berusten op twee series metingen. Dat deze niet beter samenvallen moet worden toegeschreven aan het feit, dat de waarde van i_0 zeer gevoelig is voor een kleine verandering van de richting van de buis ten opzichte van het magnetische veld waarin zij is geplaatst.

De gemeten punten liggen nogal wat hoger dan men op grond van de theoretische kromme zou verwachten. Dit is gedeeltelijk te wijten aan het reeds genoemde effect van de ongelijkmatige verdeling van de stroom over de omtrek van de draad. Bovendien is de temperatuur van de spiraal, doordat altijd een zekere fractie van de electronen uit de bundel hierop terecht komt, hoger dan de kamertemperatuur. Als gevolg hiervan is de soortelijke weerstand van de spiraal groter dan bij het berekenen van kromme *1* in aanmerking werd genomen.

Het bijeenhouden van de electronenbundel door positieve ionen

Hierboven is er reeds op gewezen, dat men er met behulp van een magnetisch veld voor moet zorgen, dat de electronenbundel niet divergeert. De hiervoor nodige spoelen maken het apparaat minder gemakkelijk te hanteren, hoewel de buis zelf zeer eenvoudig is. Nu is het reeds lang bekend [19]), dat men de onderlinge afstoting van de electronen van een bundel kan compenseren of althans sterk verminderen door een bepaalde hoeveelheid van het een of andere gas in de buis te brengen. De gasatomen worden dan door de bundel geïoniseerd, en de positieve ionen, welke vrij lang in de bundel blijven hangen, compenseren door hun aanwezigheid de negatieve ruimtelading van de electronen. Dientengevolge zal de bundel minder neiging tot divergentie hebben.

Het is inderdaad mogelijk gebleken met behulp van een geschikt electronenkanon en edelgas van een bepaalde druk (bijv. neon van 10^{-3} à $2\cdot10^{-3}$ mm Hg) de buis tot oscilleren te brengen zonder gebruik van spoelen voor de focussering. Het gebruikte electronenkanon geeft een iets convergente bundel, welke voorbij het brandpunt, indien de buis niet met gas gevuld was, weer zou divergeren. Door de aanwezigheid van de gasionen treedt echter een veel langzamere divergentie op, zodat een groot gedeelte van de electronenstroom de anode nog kan bereiken.

[19]) J. B. Johnson, Phys. Rev. **17**, 420-421, 1921.

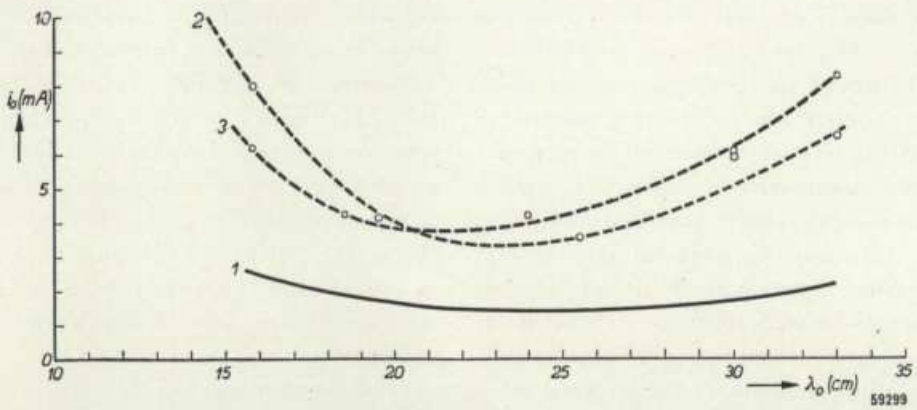


Fig. 11. De theorie over de stroomsterkte waarbij de oscillaties beginnen, getoetst aan de waarnemingen. Kromme *1* is berekend uit formule (14). De krommen *2* en *3* berusten op twee series metingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

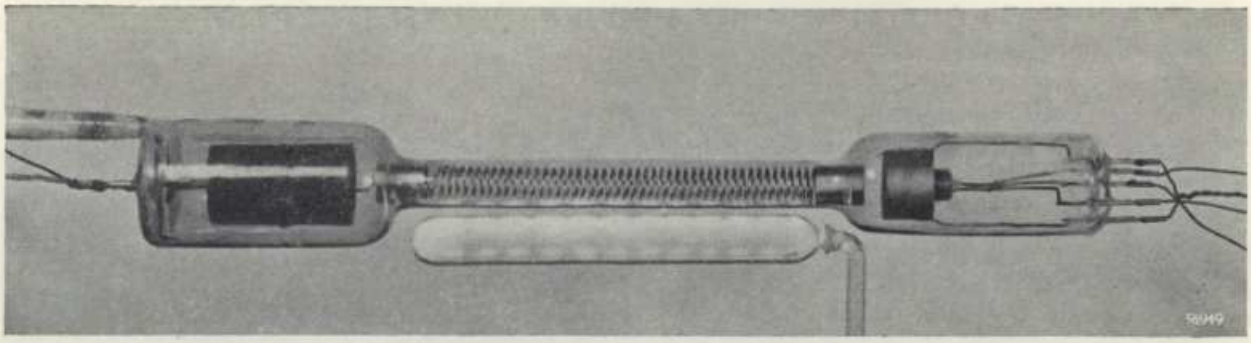


Fig. 12. Experimenteel model van een buis met door gas geconcentreerde bundel. Met behulp van een neonbuisje zijn de op de spiraal aanwezige staande golven zichtbaar gemaakt. (Totale lengte van de spiraal 12 cm; golflengte 20 cm.)

Fig. 12 geeft een foto van een oscillerende buis. Daarop ziet men tevens, hoe de op de spiraal aanwezige staande golven op een eenvoudige wijze zichtbaar kunnen worden gemaakt. Men legt daartoe namelijk een buisje gevuld met neon (druk ongeveer 10 mm Hg) langs de spiraal. Op de plaatsen van maximale electrische veldsterkte licht het neon sterk op.

Samenvatting. Als men trioden wil toepassen voor zeer hoge frequenties, doen zich moeilijkheden voor doordat de looptijd der electronen niet meer klein is ten opzichte van de periode der hoogfrequente wisselspanning. Bij gebruik van een inductie- of een inhaalbuis of een monotron worden deze moeilijkheden slechts voor een deel ondervangen. Een verdere verbetering wordt verkregen met de lopende-golfbuis (travelling wave tube). Deze is reeds vroeger als versterker bestudeerd. Zij levert echter ook een eenvoudig middel voor het opwekken van korte golven. In deze buis beweegt een electromagnetische golf zich langs een gespiraliseerde draad, terwijl een electronenbundel langs de as van de spiraal wordt gezonden. Nadat is aangegeven hoe men deze opstelling kan gebruiken als versterker, wordt het mechanisme van het oscilleren van de buis besproken. De eigen trillingen van de spiraal spelen daarbij een belangrijke rol. Aangetoond wordt, dat men bij een lopende-golfbuis vrij eenvoudig kan berekenen onder welke voorwaarden oscillaties mogelijk zijn en hoe groot de stroomsterkte is waarbij zij zullen beginnen. Ten slotte wordt mededeling gedaan van enkele experimenten die de juistheid van de gegeven theorie bevestigen. Voor de practijk is nog van belang, dat men het magnetische veld ter focussering van de electronenbundel achterwege kan laten, als men de buis vult met een edelgas van bepaalde druk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

VERHITTING DOOR HOOGFREQUENTE VELDEN

II. CAPACITIEVE VERHITTING

door M. STEL en E. C. WITSENBURG *). 621.364.16:679.562:674.24

Diëlectrische verliezen zijn een reeds lang bekend verschijnsel, doch de toepassing ervan als warmtebron (capacitieve verwarming), op industriële schaal, dateert eerst van kort vóór 1940. In de jaren na 1940 heeft de capacitieve verwarming een grote vlucht genomen. Dit houdt verband met de snelle ontwikkeling van de plastica, bij welker fabricage de capacitieve verwarming in vele gevallen tot grote besparing en kwaliteitsverbetering heeft geleid. Als ander belangrijk toepassingsgebied komt ter sprake de houtindustrie, in het bijzonder de fabricage van multiplex hout in vlakke en gebogen vormen.

Onlangs is in dit tijdschrift de inductieve verhitting besproken [1]). Hieronder verstaat men het verhitten van geleidende stoffen door middel van electrische stromen die er door een magnetisch wisselveld in worden geïnduceerd. Wij willen ons nu bezig houden met de capacitieve verhitting waarbij niet-geleidende voorwerpen worden verhit door de diëlectrische verliezen die er in optreden als zij zich bevinden in een electrisch wisselveld. Veelal een ongewenste eigenschap van isolatoren, vormen deze verliezen hier juist de grondslag van het procédé.

Aard der diëlectrische verliezen

Zeer in het kort willen wij hier enkele hoofdzaken aangaande de aard der diëlectrische verliezen in herinnering brengen.

Zoals reeds uitvoerig in dit tijdschrift werd besproken [2]), zijn diëlectrische verliezen het gevolg van nawerkingsverschijnselen. Wordt de electrische veldsterkte in een diëlectricum bijv. sprongsgewijze vergroot en vervolgens constant gehouden, dan vertoont de diëlectrische verplaatsing eveneens een sprong, waarna zij echter niet constant blijft, doch verder, geleidelijk toenemend, een eindwaarde nadert. In eenvoudige gevallen verloopt deze „nawerking" volgens een exponentiële functie van de tijd. De hierbij optredende relaxatietijd (nawerktijd) τ is in vele gevallen in wezen een diffusietijd, die korter of langer is naarmate bepaalde ladingsdragers of dipolen in het diëlectricum, onder invloed van de veranderende veldsterkte, zich meer of minder gemakkelijk kunnen verplaatsen, resp. hun richting kunnen veranderen.

Wisselt de veldsterkte sinusvormig met de tijd, zoals bij de op een wisselspanning aangesloten condensator van *fig. 1a*, dan heeft de nawerking een fazeverschuiving δ tussen de veldsterkte en de diëlectrische verplaatsing tot gevolg. Dienovereenkomstig is de stroom die door de condensator vloeit, niet een hoek $\varphi = 90°$, doch een iets kleinere hoek in faze bij de spanning vóór ($\varphi = 90° - \delta$). Met de fazeverschuiving δ corresponderen zekere verliezen: de diëlectrische verliezen; δ heet daarom ook de verlieshoek.

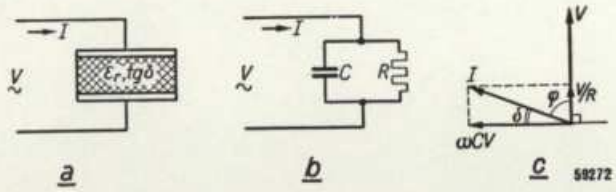


Fig. 1. *a*) Diëlectricum (met de relatieve diëlectrische constante ε_r en de verlieshoek δ) tussen twee electroden die zijn aangesloten op een wisselspanningsbron V. *b*) Vervangschema voor de bij (*a*) afgebeelde condensator. *c*) Vectordiagram. De in (*a*) en (*b*) aangegeven stroom I heeft een component ωCV loodrecht op V en een component V/R in faze met V.

In een vervangschema (fig. 1*b*) kan men deze verliezen in rekening brengen door parallel aan een verliesvrije condensator (met de capaciteit C van de in fig. 1*a* voorgestelde condensator) een weerstand R geschakeld te denken. Uit het bijbehorende vectordiagram fig. 1*c* leest men af, dat, als V de effectieve waarde van de aangelegde wisselspanning is en ω de hoekfrequentie, het in warmte omgezette vermogen W bedraagt:

$$W = \frac{V^2}{R} = \omega CV^2 \cdot \frac{1}{\omega CR} = \omega CV^2 \operatorname{tg}\delta . \quad (1)$$

Voor de bovengenoemde eenvoudige gevallen

*) Philips Telecommunicatie Industrie, v.h. N.S.F., Hilversum.

[1]) E. C. Witsenburg, Verhitting door hoogfrequente velden, I. Inductieve verhitting, Philips techn. T. 11, 165-175, 1949 (No. 6). — Op blz. 167 van dit artikel is een fout blijven staan: in de rechterkolom, regel 16 van boven, leze men 0,15 W/mm² in plaats van 0,015 W/mm².

[2]) J. L. Snoek en F. K. du Pré, Enige nawerkingsverschijnselen en daarmee samenhangende verliezen in wisselvelden, Philips techn. T. 8, 57-64, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan men berekenen (zie het in noot [2]) aangehaalde artikel) dat tg δ als functie van ω een maximum heeft bij $\omega = 1/\tau$. Bij meting aan de meeste diëlectrica blijkt echter dat tg δ in een brede frequentieband slechts weinig van ω afhangt. Dit is hieraan toe te schrijven dat de beweeglijke ladingsdragers resp. dipolen zich niet alle op dezelfde wijze gedragen, dwz. dat men niet met één τ, doch met een reeks van nawerktijden heeft te maken. Het is niet moeilijk in te zien dat hierdoor de kromme die tg δ als functie van ω weergeeft, veel vlakker wordt dan wanneer slechts één nawerktijd in het spel is.

Iets analoogs geldt voor de diëlectrische constante, die, eveneens dank zij het grote aantal nawerktijden, bij de meeste stoffen slechts weinig met de frequentie verandert.

Wij zullen nu de warmte die door de diëlectrische verliezen wordt opgewekt, aan een kwantitatieve beschouwing onderwerpen.

Capacitieve verwarming van een homogeen medium

Als we het electrische veld in de condensator van fig. 1*a* als homogeen mogen beschouwen (dus afzien van randeffecten), laat de zoëven afgeleide formule (1) zich in de volgende vorm brengen:

$$W = 0{,}556 \cdot 10^{-10} \cdot (\varepsilon_r \operatorname{tg} \delta) \cdot E^2 f \cdot \frac{M}{\varrho} \text{ watt}, \quad (2)$$

waarin ε_r de (relatieve) diëlectrische constante van het te verwarmen diëlectricum is, E de er in heersende veldsterkte (effectieve waarde, in V/m), f de frequentie (in per/sec), M de massa (in kg) en ϱ de dichtheid (in kg/m³) van het diëlectricum.

De herleiding van (1) tot (2) gaat als volgt. Noemen we de oppervlakte van de platen A en de afstand s, dan is de capaciteit [3])

$$C = \frac{\varepsilon A}{s} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A s}{s^2},$$

waarin ε = absolute, ε_r = relatieve diëlectrische constante, ε_0 = diëlectrische constante van het vacuum (in het Giorgistelsel = $8{,}855 \cdot 10^{-12}$ F/m).

Indien men nog bedenkt dat As = volume van het diëlectricum = M/ϱ, en dat $V/s = E$, dan komt men zonder moeite tot formule (2).

Om tijd te besparen zal men er naar streven het ontwikkelde vermogen W zo groot te maken dat de gewenste eindtemperatuur zeer snel wordt bereikt. Is dit het geval, dan mogen wij, voor een globale berekening, afzien van warmteverlies tijdens de korte verhittingsperiode, te meer daar geleiding en straling gering zijn: geleiding doordat het materiaal een slechte electrische en dus ook een slechte thermische geleider is, en straling doordat bij capacitieve verwarming doorgaans geen hogere temperaturen dan 200 °C in het spel zijn.

Verwaarlozen wij dus het geringe warmteverlies, dan geldt:

$$W = Mc \frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t} \text{ watt}, \quad (3)$$

waarin c = soortelijke warmte (in joule per kg en per °C), ϑ = temperatuur (in °C) en t = tijd (in sec).

Uit (2) en (3) volgt:

$$\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t} = 0{,}556 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{\varepsilon_r \operatorname{tg} \delta}{\varrho c} E^2 f \quad (4)$$

Zoals we zagen, zijn bij de meeste stoffen ε_r en tg δ weinig afhankelijk van de frequentie; $(\varepsilon_r \operatorname{tg} \delta)/\varrho c$ is dan te beschouwen als een materiaalconstante (afgezien van de afhankelijkheid van de temperatuur). Voor een gegeven materiaal geeft (4) de betrekking tussen de veldsterkte, de frequentie en het tempo waarin de temperatuur toeneemt.

Wordt bijv. gevraagd welke frequentie nodig is om een stuk hout ($\varepsilon_r = 3$, tg $\delta = 6 \cdot 10^{-2}$, $\varrho = 600$ kg/m³, $c = 1700$ J/kg·°C) in $1^1/_2$ minuut 90 °C in temperatuur te doen stijgen, dan vindt men uit (4), met $E = 10^5$ V/m : $f = 10^7$ per/sec = 10 Mper/sec.

Wat de veldsterkte betreft, is 10^5 V/m = 100 V/mm ongeveer de bovenste grens waartoe men, wegens het gevaar van overslag, kan gaan. Ontwijken er tijdens het verwarmen uit het voorwerp dampen, dan kunnen deze tegen de electroden condenseren, hetgeen de kans op doorslag vergroot. Het is dan raadzaam de veldsterkte kleiner te kiezen. Volgens (4) is dan, om hetzelfde verwarmingstempo te houden, een hogere frequentie nodig.

Capacitieve verwarming van een niet-homogeen medium

In fig. 1*a* gingen we uit van een homogeen diëlectricum, dat de gehele ruimte tussen de condensatorplaten vult. In de practijk, bij het lijmen van hout bijv., heeft men echter dikwijls te maken met een niet-homogene vulling. Daarom zullen wij nu twee eenvoudige gevallen beschouwen: een vulling met twee verschillende homogene diëlectrica, waarvan de grenslaag evenwijdig aan de richting van de veldsterkte loopt, resp. er loodrecht op staat.

Het eerste geval is schematisch voorgesteld in

[3]) Zie bijv.: P. Cornelius, Het gerationaliseerde Giorgistelsel met absolute volt en ampère in de electrotechniek, Philips techn. T. **10**, 79-86, 1948 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

fig. 2a; het doet zich o.a. voor bij het aaneenlijmen van twee stukken hout (fig. 2*b*). In electrisch opzicht heeft men hier twee parallelgeschakelde condensatoren. Voor ieder der diëlectrica geldt

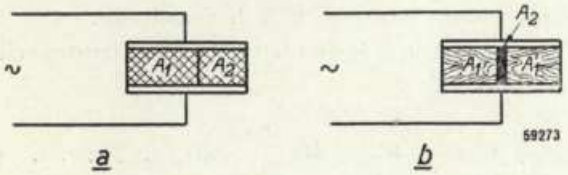


Fig. 2. *a*) Parellelschakeling van twee diëlectrica (A_1, A_2). *b*) Voorbeeld van parallelschakeling bij lijmen met capacitieve verwarming. A_1, A_1' zijn blokken hout met een laag lijm (A_2) er tussen. De lijm wordt sneller warm dan het hout.

formule (4), met dezelfde waarden van E en f, doch met verschillende waarden van ε_r, tg δ, ϱ en c. Onderscheiden we de diëlectrica met de indices 1 en 2, dan geldt dus:

$$\frac{d\vartheta_1}{dt} : \frac{d\vartheta_2}{dt} = \frac{\varepsilon_1 \operatorname{tg}\delta_1}{\varepsilon_2 \operatorname{tg}\delta_2} \cdot \frac{\varrho_2 c_2}{\varrho_1 c_1} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Iets minder eenvoudig is het geval van een gelaagd diëlectricum waarin de lagen loodrecht op de richting van de veldsterkte staan, zoals de lagen hout en lijm bij het vervaardigen van multiplex hout. In *fig. 3* is dit geval voorgesteld voor twee lagen. Deze zijn electrisch in serie geschakeld.

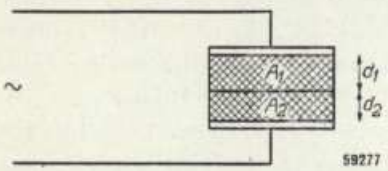


Fig. 3. Serieschakeling van twee diëlectrica (A_1, A_2).

In tegenstelling tot het geval van fig. 2 zijn nu de veldsterkten in de verschillende materialen niet even groot. In de laag met de diëlectrische constante ε_1, de verlieshoek δ_1 en de dikte d_1 heerst de veldsterkte E_1:

$$E_1 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} V, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6a)$$

en in de andere laag de veldsterkte E_2:

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} V, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6b)$$

Voor de verhouding van de snelheden waarmee de temperatuur toeneemt, vinden we nu uit (4):

$$\frac{d\vartheta_1}{dt} : \frac{d\vartheta_2}{dt} = \frac{\varepsilon_2 \operatorname{tg}\delta_1}{\varepsilon_1 \operatorname{tg}\delta_2} \cdot \frac{\varrho_2 c_2}{\varrho_1 c_1}, \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

welke formule alleen hierin van (5) verschilt dat ε_1 en ε_2 zijn verwisseld. In deze verwisseling ligt de verklaring voor het enigszins verrassende feit dat bij „parallelschakeling" van twee materialen de verhouding der verwarmingssnelheden geheel anders kan zijn dan bij „serieschakeling" van dezelfde materialen. Lijmt men bijv. twee stukken hout met ureumformaldehyde-lijm in de opstelling volgens fig. 2*b*, dan blijkt de lijm veel sneller warm te worden dan het hout (selectieve verwarming). In de „serieschakeling" (fig. 3) daarentegen geschiedt het verwarmen van de lijm maar heel weinig sneller dan dat van het hout.

In het geval van lijmen is selectieve verhitting zeer gunstig, daar het op de verwarming van de lijm aankomt; de warmte die in het hout wordt opgewekt, is nutteloos. Door een bepaalde plaatsing

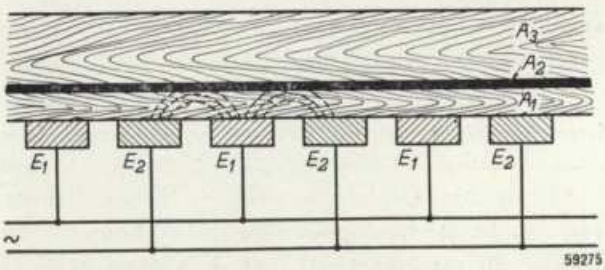


Fig. 4. Een dunne deklaag A_1 moet met lijm A_2 op een dikke plank A_3 worden bevestigd. De electroden E_1, E_2 zijn zo aangebracht en geschakeld dat de krachtlijnen (gestippeld) in de lijm ongeveer evenwijdig lopen aan de grenslaag tussen lijm en hout; daardoor wordt hetzelfde effect (selectieve verwarming) bereikt als bij parallelschakeling.

en vormgeving van de electroden kan men vaak een selectieve verwarming in de hand werken, zoals *fig. 4* aan een voorbeeld laat zien. Hier moet, over een grote oppervlakte, een houten deklaag worden gelijmd op een dikkere houten onderlaag. De situatie leent zich niet voor gewone „parallelschakeling". Om een betere selectieve verwarming te krijgen dan met „serieschakeling" mogelijk is, heeft men hier de electroden uitgevoerd als evenwijdige, om en om gepoolde strippen, die slechts aan de deklaagzijde zijn aangebracht. Evenals bij „parallelschakeling" komen de krachtlijnen hier min of meer evenwijdig aan de grenslaag te lopen.

Spanningsverdeling langs het werkstuk

In het bovenstaande is stilzwijgend aangenomen dat in alle punten van elk der electroden de potentiaal dezelfde is. Dit geldt echter met goede benadering alleen dan zolang de golflengte die met de werkfrequentie correspondeert, groot is ten opzichte van de grootste afmeting der electroden. Is het werkstuk zo groot, of is de frequentie zo hoog, dat de golflengte vergelijkbaar is met deze afmeting, dan dient men er rekening mee te houden dat de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

veldsterkte in het werkstuk van punt tot punt verandert, zodat een ongelijkmatige temperatuurverdeling zal worden verkregen.

Bij hout en soortgelijke materialen is tg δ zo klein dat het golfverschijnsel aan de electroden in eerste benadering nog kan worden opgevat als een staande golf. Is V_0 het spanningsverschil (effectieve waarde) tussen de punten der electroden waar zich de toevoerdraden bevinden, dan is het spanningsverschil V_l tussen twee andere punten van de electroden, op de afstand l van de toevoerpunten:

$$V_l = \frac{V_0}{\cos\left(\frac{l}{\lambda} 2\pi\right)}. \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Zolang $l \ll \lambda$, is $V_l \approx V_0$, maar als l vergelijkbaar wordt met λ, of $\gg \lambda$, zal in bepaalde gebieden V_l aanmerkelijk groter zijn dan V_0.

Laten we bijv. een temperatuurverdeling toe waarbij de uiterste temperaturen niet meer dan 5 % afwijken van de gemiddelde, dus waarbij de laagste temperatuur niet meer dan 10 % lager is dan de hoogste, dan mag de kleinste veldsterkte niet kleiner zijn dan 95 % van de grootste. Uit (8) volgt dan voor de maximale afstand l_{max} tussen de rand van het diëlectricum en het punt van toevoer:

$$l_{max} = \frac{\text{arc cos } 0{,}95}{2\pi} \lambda = 0{,}05\ \lambda.$$

Voor λ kan men schrijven: $\lambda = v/f = c_l/(f\sqrt{\varepsilon_r})$, als v = voortplantingssnelheid in het diëlectricum en c_l voortplantingssnelheid in vacuum $\approx 3 \cdot 10^8$ m/sec. Dus

$$l_{max} \approx \frac{15 \cdot 10^6}{f\sqrt{\varepsilon_r}} \text{ m}. \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Met bijv. $f = 15 \cdot 10^3$ per/sec en $\varepsilon_r = 3$ (hout) vindt men: $l_{max} \approx 0{,}6$ m. De genoemde frequentie is dus geschikt voor het verwarmen, met een temperatuurtolerantie van $\pm 5\%$, van houten platen die maximaal 1,2 m lang zijn (stroomtoevoer in het midden van de electroden).

Generatoren voor capacitieve verwarming

Zoals we in het in noot [1]) aangehaalde artikel hebben gezien, is bij inductieve verhitting de keuze van de frequentie in de eerste plaats een kwestie van indringdiepte en rendement: met toenemende frequentie wordt de indringdiepte kleiner en het rendement van de werkspoel groter; boven de frequentie f_{min} waarbij de indringdiepte ongeveer $^1/_8$ van de diameter van het werkstuk is geworden, neemt het rendement echter bijna niet meer toe. Alleen indien een nog kleinere indringdiepte gunstig is voor het resultaat van de warmtebehandeling, heeft het zin de frequentie hoger te kiezen dan f_{min}. Deze frequentie f_{min} is des te hoger naarmate de middellijn van het (cylindrisch gedachte) werkstuk kleiner is. Daardoor is men zowel bij kleine werkstukken als in gevallen waarin een geringe indringdiepte wenselijk is, aangewezen op het gebruik van hoge frequenties, die in de practijk alleen met een buisgenerator kunnen worden opgewekt; in andere gevallen kan men volstaan met lagere frequenties, waarvoor eventueel ook roterende machines — zij het van speciale constructie — in aanmerking komen.

Bij capacitieve verwarming laat men zich bij het kiezen van de frequentie in de eerste plaats leiden door de overweging dat het tempo van werken zo hoog mogelijk moet zijn. Nu is de snelheid van temperatuurstijging, zoals we in (4) zagen, evenredig met de frequentie, die men dus in eerste instantie zo hoog mogelijk zal opvoeren. Men werkt hier dan ook uitsluitend met buisgeneratoren. Om nog met normale buistypen te kunnen volstaan en het rendement van de generatoren hoog te houden, kiest men echter de frequentie niet al te hoog, doorgaans in de orde van 10 Mper/sec. De materiaalconstanten, de toelaatbare veldsterkte en de gewenste temperatuur zijn in het algemeen zodanig dat men met frequenties in deze orde van grootte komt tot verwarmingstijden die zeer kort zijn en een grote besparing betekenen in vergelijking met de tijd die nodig zou zijn bij een andere wijze van verwarmen.

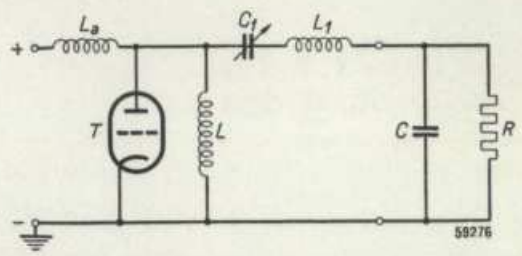


Fig. 5. Vereenvoudigde schakeling van een generator voor capacitieve verwarming. T = triode, C-R = vervangschema volgens fig. 1*b*, L = zelfinductie van de trillingskring, C_1-L_1 = elementen waarmee de weerstand R wordt getransformeerd tot een waarde die een gunstige belasting voor de triode vormt, L_a = smoorspoel waarover de anode wordt gevoed.

In een buisgenerator voor capacitieve verwarming kan de condensator, gevormd door de electroden en het werkstuk, deel uitmaken van de trillingskring. Men dient er echter rekening mee te houden dat de verliesweerstand R (fig. 1*b*) aanzienlijk kleiner of groter kan zijn dan de gunstigste belastingsweerstand van de generatorbuis. *Fig. 5* toont een schakeling waarmee, door geschikte dimensionnering

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de capaciteit C_1 en de zelfinductie L_1, de weerstand R tot een gunstige waarde kan worden getransformeerd.

In deze schakeling is schijnbaar tussen de anode en de kathode van de generatorbuis een weerstand $R_{AK} = n^2R$ aanwezig, waarbij de transformatieverhouding n is gegeven door

$$n = \frac{L}{L + L_1} \cdot \frac{C + C_1}{C}.$$

Met behulp van C_1 en/of L_1 kan men n dus iedere waarde $>$ of $<$ 1 geven die nodig is om R_{AK} gelijk te maken aan de optimale belastingsweerstand van de buis. Vaak zijn alleen waarden van $n > 1$ nodig; dan kan L_1 worden gereduceerd tot de zelfinductie van de verbindingsleidingen en kan C_1 een regelbare condensator zijn.

Daar de elementen C_1 en L_1 tevens een transformatie van de capaciteit C bewerken, geldt voor de opgewekte hoekfrequentie

$$\omega^2 = \frac{n}{LC}.$$

Het vermogen dat maximaal in het werkstuk wordt opgewekt, ligt bij de door Philips gefabriceerde typen van generatoren voor capacitieve verwarming tussen 2 en 50 kW. *Fig. 6* toont een generator voor 2 kW, in de speciale uitvoering voor het aanstonds te bespreken voorverwarmen van plastica-pastilles. De in *fig. 7* afgebeelde generator kan 22 kW afgeven.

Fig. 6. Generator type SFG 136/21 voor het voorverwarmen van plastica-pastilles. Deze worden gelegd op de plaat E_1, die de ene electrode vormt. De andere, geaarde, electrode is de kap E_2, die hier in opgeklapte stand is afgebeeld. — Frequentie ongeveer 15 Mper/sec. Maximaal vermogen in de pastilles 2 kW.

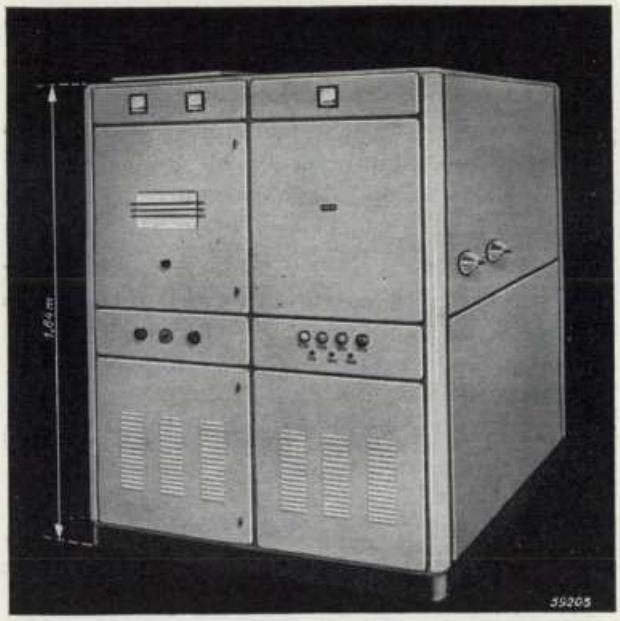


Fig. 7. Generator type SFG 134/01. Frequentie ca 2,5 tot 8 Mper/sec. Maximaal vermogen in het werkstuk 22 kW.

Toepassingen van capacitieve verwarming

Evenals die van de inductieve verhitting zijn de toepassingen van de capacitieve verwarming nog uit volle ontwikkeling. Er hebben zich echter reeds een aantal gebieden afgetekend waarop deze wijze van verwarmen in het oog springende voordelen bezit. Voorbeelden hiervan zijn het voorverwarmen van kunstharsen, het vervaardigen van voorwerpen van gebogen multiplex, het lassen van bepaalde thermoplastische stoffen, het krinkelvrij maken („twist setting") van kunstzijden garens, enz.

Wij zullen ons hier beperken tot de beide eerstgenoemde toepassingen (plasticafabricage en houtindustrie).

Capacitieve verwarming in de plasticafabricage

Phenoplasten (zoals „Philite") zijn thermohardende stoffen, d.z. vaste stoffen die bij verwarming eerst plastisch maar na enige tijd hard worden; na afkoeling blijven zij hard, ook bij hernieuwde verwarming [4]). De fabricage van een voorwerp van „Philite" kan als volgt geschieden. Van de uit phenol en formaldehyde bereide harsen, vermengd met vulstoffen als houtmeel, mica en dergelijke, wordt een afgewogen hoeveelheid tussen de twee

[4]) Zie bijv.: J. C. Derksen en M. Stel, Plastica in de electrotechnische industrie, Philips techn. T. **11**, 1-10, 1949 (No. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gedeelten van een stalen matrijs gebracht. De matrijs wordt tot ongeveer 160 °C verwarmd, en tegelijk worden de beide gedeelten hydraulisch op elkaar geperst. De persmassa wordt door de hoge temperatuur eerst plastisch, neemt daarbij door de grote druk de vorm van de matrijs aan, en wordt ten slotte hard.

De tijd die de persmassa in de matrijs moet doorbrengen, is in hoofdzaak bepaald door de slechte warmtegeleiding van de massa. Met het doel de perstijd te verkorten en aldus de opbrengst van een pers per uur te vergroten (of met een kleiner aantal persen te kunnen volstaan), is men er al spoedig toe overgegaan de persmassa, alvorens haar in de matrijs te brengen, te verwarmen. Kon men met deze voorverwarming gaan tot een temperatuur waarbij nog juist geen verharding optreedt, dan zou in de matrijs maar weinig warmte meer behoeven te worden overgedragen. Vooral bij producten met dikke wanden, die zonder voorverwarming geruime tijd nodig hebben om in de matrijs overal de juiste temperatuur aan te nemen, zou op deze wijze een grote winst in perstijd kunnen worden bereikt.

Nu is dit voorverwarmen op conventionele wijze, in een oven, slechts gebrekkig uit te voeren. Bij warmtetoevoer van buiten af zal de temperatuur aan de buitenkant van de thermisch slecht geleidende persmassa aanmerkelijk hoger zijn dan binnenin, vooral als men snel wil verwarmen tot een temperatuur die dicht bij die van de matrijs ligt. Het gevaar bestaat dan dat de massa, na plastisch te zijn geworden, aan het oppervlak reeds verhardt. Om aan dit gevaar te ontkomen, laat men wel het voorverwarmen zeer langzaam geschieden en slechts tot een vrij lage eindtemperatuur, bijv. 80 °C; het voorverwarmen duurt dan echter lang, terwijl de tijdwinst bij het persen slechts gering is. Bovendien blijkt dat op deze wijze de persmassa niet die kneedbaarheid krijgt die zij aanneemt bij het voorverwarmen tot een hogere temperatuur en die bij het persen grote voordelen heeft: hoe plastischer namelijk de massa is, des te minder slijtage treedt er aan de matrijs op en des te kleiner kan de persdruk zijn (dwz. met des te lichtere persen kan men volstaan).

Met capacitieve verwarming zijn de omstandigheden veel gunstiger, dank zij het feit dat de warmte *in* het voorwerp zelf ontstaat. Door enige warmte-afgifte naar buiten blijft de temperatuur aan de buitenkant van het voorwerp wat lager dan die op meer naar binnen gelegen punten, doch door warmte-isolatie aan te brengen, of door de electroden zelf warm te houden, kan men gemakkelijk een zeer gelijkmatige temperatuurverdeling verkrijgen.

In de moderne fabricage van voorwerpen van „Philite" en soortgelijke plastica wordt de persmassa gebracht in de vorm van pastilles; na de voorverwarming wordt een zodanig aantal van deze pastilles in de pers gebracht dat het te fabriceren voorwerp er juist uit kan worden gevormd. Het voorverwarmen, waarbij de pastilles plastisch worden (*fig. 8*), geschiedt bijv. met een generator als de in *fig. 9* afgebeelde; een temperatuur van 120 °C wordt in $1^1/_2$ minuut bereikt. Als de generator enige tijd in werking is geweest, zijn de electroden door de reeds behandelde charges zodanig verwarmd dat bij de volgende charges zeer weinig warmteverlies meer optreedt en derhalve een zeer gelijkmatige temperatuurverdeling wordt verkregen.

59107

Fig. 8. Twee thermohardende plastica-pastilles. De linkse is door voorverwarming plastisch gemaakt en klaar om in de matrijs te worden geperst.

Daaraan is te danken dat de pastilles plastisch worden zonder een spoor van de korreligheid te vertonen die meestal ontstaat bij voorverwarming in een oven. Alleen met capacitieve voorverwarming heeft men ten volle de genoemde voordelen van geringe slijtage van de matrijzen en kleine persdruk. Bovendien levert, als in het te fabriceren voorwerp metalen onderdelen „vastgevroren" moeten zitten, het door en door plastisch zijn van de persmassa minder kans op uitval; deze onderdelen kunnen in een minder goed plastische massa wel eens buigen of breken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 9. Generator van het in fig. 6 afgebeelde type, met plasticapastilles die er in zijn voorverwarmd.

In vergelijking met verwarming in een oven heeft capacitieve verwarming nog het voordeel van bijna volledige afwezigheid van traagheid van de warmtebron, zodat de temperatuurstijging, door uitschakelen van de generator (met de hand of automatisch), abrupt kan worden stopgezet. Verwarmen tot te hoge temperatuur is dus gemakkelijk te voorkomen.

Capacitieve verwarming leidt dus niet alleen tot de genoemde verkorting van de perstijd, maar ook, zoals uit het bovenstaande volgt, tot een betere beheersing van allerlei factoren die de kwaliteit bepalen. Men kan in het algemeen dan ook constateren dat plastieken voorwerpen waarbij tijdens de fabricage capacitieve voorverwarming is toegepast, betere mechanische en chemische eigenschappen hebben dan die welke zijn vervaardigd uit een op andere wijze voorverwarmde persmassa.

Capacitieve verwarming in de houtindustrie

Om multiplex hout te vervaardigen, gaat men uit van opeengestapelde, met lijm bestreken bladen fineer. Als lijm kan ureum- of phenolformaldehyde dienst doen waaraan zg. hardingsstoffen zijn toegevoegd. Wordt zulk een stapel tot een bepaalde temperatuur verwarmd (90 °C resp. 130 °C voor

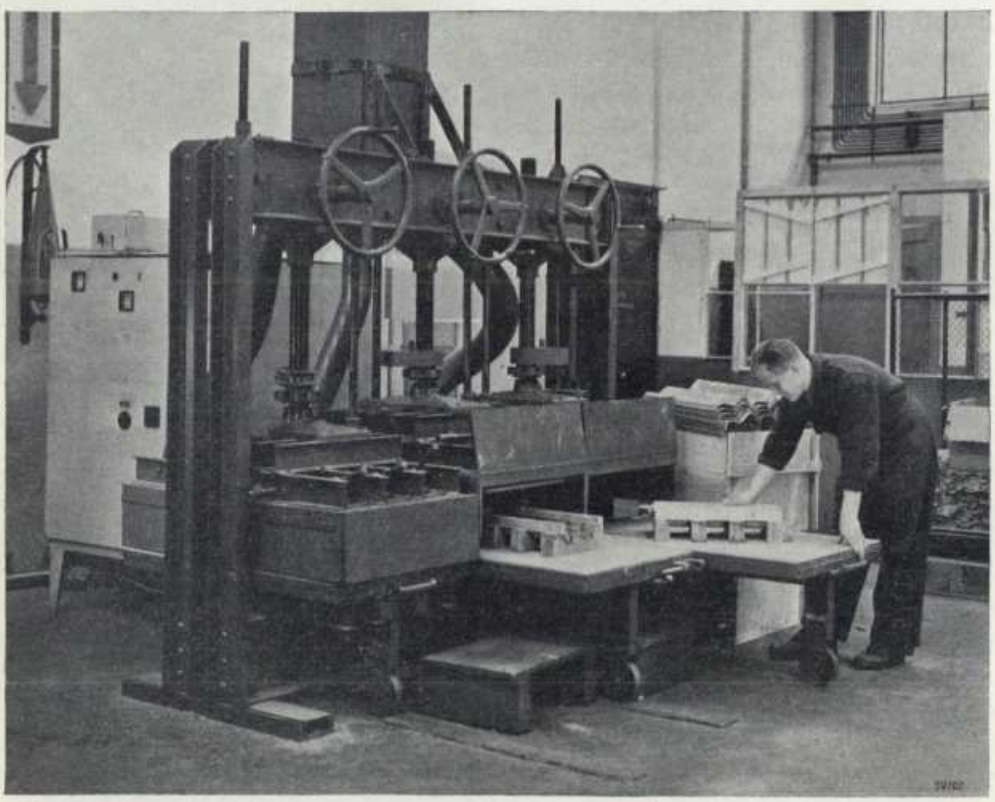


Fig. 10. Drievoudige pers voor het maken van gegolfde platen multiplex (zie rechts van de pers). Men ziet twee van de houten matrijzen waarin de platen worden geperst. Links op de achtergrond de generator.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de genoemde soorten lijm) en onder druk gebracht, dan bewerken de hardingsstoffen een polymerisatie van de lijm, waarbij deze hard wordt. Het aldus verkregen multiplex is direct geschikt voor verdere bewerking (zagen, boren, lakken, enz.).

Door het persen te verrichten in een matrijs kan men het multiplex in allerlei gebogen vormen brengen, die bij moderne meubels, radiokasten, enz. vaak worden toegepast.

De persdruk die bij dit procédé nodig is, is zoveel lager dan die welke men bij de plasticafabricage moet gebruiken, dat men geen kostbare stalen matrijzen nodig heeft, maar met eenvoudige houten matrijzen kan volstaan. Daardoor is het mogelijk op eenvoudige wijze de verwarming tijdens het persen capacitief te doen geschieden (in een tijd van de orde van 1 min); de matrijs behoeft dan slechts aan de binnenzijde te worden voorzien van twee metalen platen, die als electroden dienst doen.

Fig. 10 toont een installatie waarmee gegolfde houten platen worden vervaardigd zoals men rechts van de pers ziet liggen. Doordat de pers in drievoud is uitgevoerd, kan de generator continu in bedrijf blijven.

Bij het maken van multiplex zijn hout en lijm in serie geschakeld. De materiaalconstanten zijn zodanig dat daarbij geen selectieve verwarming optreedt. Wel kan selectieve verwarming worden verkregen bij het lijmen van grotere stukken, zoals we in fig. 4 al hebben gezien. Een ander voorbeeld van selectieve verwarming is het lijmen van een houten blok op een plankje (*fig. 11*). Ten einde van de toegevoerde energie zoveel mogelijk in de lijm te doen terechtkomen, is er ook hier bewust naar gestreefd, van lijm en hout als het ware een parallelschakeling te maken. Daar de grootheid $(\varepsilon_r \operatorname{tg}\delta)/\varrho c$ van de lijm enige malen zo groot is als die van het hout, is de verwarming sterk selectief ten gunste van de lijm (vgl. formule (5)). *Fig. 12* laat zien hoe dit lijmen, met behulp van een eenvoudige handpers, in zijn werk gaat.

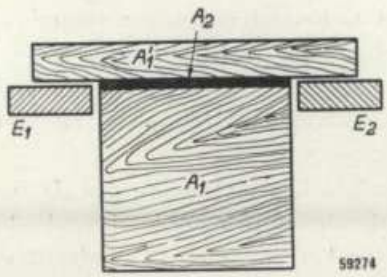


Fig. 11. Een houten blok A_1 moet met lijm A_2 worden bevestigd op een plankje A_1'. De electroden E_1, E_2 zijn zo geplaatst dat selectieve verwarming ten gunste van de lijm wordt verkregen.

Fig. 12. Lijmen volgens de in fig. 11 geschetste methode. In de dubbel uitgevoerde handpers ziet men de (driehoekige) plankjes liggen; het er op te lijmen blok bevindt zich er onder. De electroden zijn onzichtbaar.

Samenvatting. Capacitieve verwarming berust op de diëlectrische verliezen, die optreden in een diëlectricum dat zich in een electrisch wisselveld bevindt. Een formule wordt afgeleid voor de hoeveelheid warmte die per tijdseenheid in een homogeen diëlectricum wordt ontwikkeld. Twee eenvoudige gevallen van een niet-homogeen diëlectricum blijken te kunnen worden beschouwd als de parallel- resp. serieschakeling van twee homogene diëlectrica; zijn de diëlectrica resp. lijm en hout, dan kan bij parallelschakeling een veelal gewenste selectieve verwarming optreden. Na een korte bespreking van de generatoren voor capacitieve verwarming worden enige belangrijke toepassingen besproken: fabricage van thermohardende plastica en van multiplex hout, en het lijmen van hout.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN TOESTEL VOOR HET BEREIDEN VAN METALEN MET EEN NAUWKEURIG BEKEND GEHALTE AAN VERONTREINIGINGEN

door J. D. FAST.

621.365.56:66.046.516:669.77/.78

De aanwezigheid van verontreinigingen in technische ijzer- en staalsoorten bepaalt voor een zeer groot gedeelte de eigenschappen van die materialen. Het is moeilijk de invloed van een bepaald element nauwkeurig te bestuderen, daar in bijna alle gevallen verscheidene elementen tezamen voorkomen. Eerst na grondig zuiveren van het ijzer, en toevoeging van slechts het gewenste element in een nauwkeurig afgepaste hoeveelheid, wordt het mogelijk gegevens over de invloed van dit element te verkrijgen.

Verontreinigingen in ijzer en staal

Alle normale technische ijzer- en staalsoorten bevatten koolstof, zuurstof, stikstof, zwavel en phosphorus. De laatste vier kunnen in speciale gevallen, in combinatie met andere elementen, aan het staal bepaalde gewenste eigenschappen geven, in verreweg de meeste gevallen echter moeten zij als ongewenste, bij de bereiding op grote schaal nooit geheel te vermijden verontreinigingen worden beschouwd. Vooral op de mechanische eigenschappen hebben zij in het algemeen een ongunstige invloed. De gewone staalsoorten bevatten van elk dezer vier elementen een hoeveelheid die in de regel tussen 0,01 en 0,1 gew. % ligt. (Wanneer in het vervolg over % wordt gesproken, worden steeds gewichtsprocenten bedoeld.) Ook aan koolstof, die men gewoonlijk niet onder „verontreinigingen" zal willen rangschikken en die in zeer wisselende hoeveelheden in de verschillende staalsoorten voorkomt (minstens enkele honderdsten procent), moeten in bepaalde gevallen schadelijke werkingen worden toegeschreven.

De schadelijke invloed van de genoemde elementen kan reeds direct na de vormgeving (door smeden, walsen, trekken enz.) en de bijbehorende thermische behandeling tot uiting komen. Vaak ook blijken de mechanische eigenschappen nog na de laatste thermische of mechanische behandeling geleidelijk in ongunstige zin te veranderen, terwijl het metaal bijv. in een magazijn ligt opgeslagen. Men spreekt dan van verouderingsverschijnselen.

De vraag welke verontreiniging precies verantwoordelijk is voor een bepaalde schadelijke werking die men heeft geconstateerd, is vaak moeilijk te beantwoorden. De oorzaak hiervan is dat de experimenten in de regel worden uitgevoerd met technische staalsoorten, waarin alle genoemde verontreinigingen gezamenlijk aanwezig zijn.

Misschien nog het best onderzocht is de invloed van zwavel. Dit element is in vast ijzer nagenoeg onoplosbaar, maar vormt er de chemische verbinding ijzersulfide FeS mee. IJzer en ijzersulfide zijn in de vloeibare toestand in alle verhoudingen homogeen mengbaar en vormen een bij betrekkelijk lage temperatuur (985 °C) smeltend eutecticum. Bij het stollen van zwavelhoudend ijzer wordt een metaal verkregen waarin het ijzersulfide zich aan de kristalgrenzen bevindt. Bij de mechanische bewerking (bijv. smeden) treden dientengevolge breuken langs de kristalgrenzen op, zowel bij lage temperaturen, doordat ijzersulfide bros is, als bij hoge temperaturen, doordat dan een laagje gesmolten eutecticum aan de kristalgrenzen aanwezig is. Om deze schadelijke werking van zwavel te niet te doen, voegt men aan de gewone technische staalsoorten steeds mangaan in grote overmaat (ten opzichte van zwavel) toe, waardoor de zwavel als mangaansulfide wordt gebonden. Deze verbinding heeft een hoger smeltpunt dan ijzer en is na het stollen in de vorm van talrijke bolletjes in het staal aanwezig. Insluitsels van een dergelijke vorm zijn in metalen betrekkelijk onschadelijk.

Phosphorus kan een dergelijke werking als voor zwavel is beschreven niet vertonen, aangezien dit element tot aan kamertemperatuur toe een grote oplosbaarheid in vast ijzer bezit (ca 1%).

Om de invloed van koolstof, zuurstof of stikstof afzonderlijk te bestuderen, is een toestel ontworpen waarmede het mogelijk is aan gesmolten zuiver ijzer nauwkeurig bekende hoeveelheden van deze elementen toe te voegen. Dit toestel zal hier worden beschreven.

In een volgend artikel zullen dan de eigenschappen van de op deze manier bereide legeringen worden besproken, waarbij de aandacht vooral gericht zal zijn op de zg. kerfslagtaaiheid van het materiaal en op de reeds genoemde verouderingsverschijnselen.

Het smelttoestel

Om metaal van goed bekende en reproduceerbare samenstelling te verkrijgen, worden de vereiste smeltingen uitgevoerd door inductieve verhitting. Wij zullen hier met een korte beschrijving van deze

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

methode volstaan; voor een uitgebreide behandeling wordt verwezen naar een onlangs in dit tijdschrift verschenen artikel van E. C. Witsenburg[1]). De energie wordt aan het te smelten materiaal toegevoerd door in de smeltruimte een magnetisch wisselveld van hoge frequentie op te wekken. De in het metaal ontwikkelde warmte berust voornamelijk op de opgewekte wervelstromen. Bij ijzer, waar het in dit artikel speciaal om gaat, doen beneden het Curiepunt ook de hysteresisverliezen mede.

vrijwel volledig uit [2]). Het door ons gebruikte apparaat kan tot een druk van 10^{-8} atm worden geëvacueerd; desgewenst kan het vervolgens worden gevuld met verschillende zuivere gassen. De smeltkroezen zijn gemaakt van zuiver aluminiumoxyde. Kroezen van zirconiumoxyde of berylliumoxyde zijn voor sommige doeleinden beter geschikt; aluminiumoxyde is echter veel goedkoper.

Fig. 1 geeft een (niet op schaal getekende) schematische voorstelling van de gebruikte apparatuur.

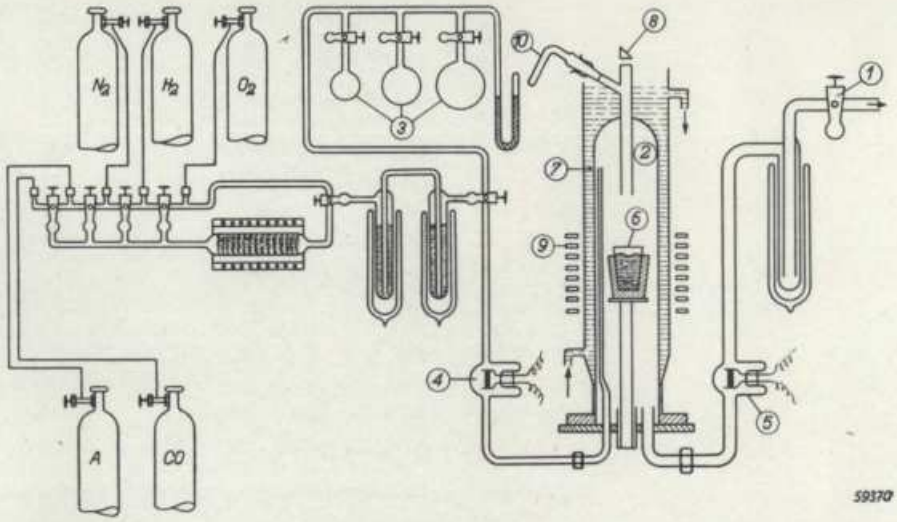


Fig. 1. Schematische voorstelling van de smeltapparatuur. *1* kraan die de verbinding vormt met de niet getekende hoogvacuumpompen, *2* smelttoestel, *3* ballons met bekende hoeveelheid zuurstof, *4* en *5* buisjes voor de contrôle van de aanwezigheid van sporen waterdamp en zuurstof, *6* smeltkroes, *7* koelmantel, *8* prisma ter contrôle van de temperatuur van de smelt met een optische pyrometer, *9* hoogfrequentspoel, *10* buisje, draaibaar bevestigd, dienend om kleine hoeveelheden vast materiaal in de smelt te brengen. Bovendien ziet men in de figuur nog een met koperkrullen gevulde, in een oven geplaatste buis, en twee met hetzelfde materiaal gevulde koelvaten, die dienen om sporen zuurstof en waterdamp te verwijderen.

De wervelstromen treden slechts op (bij de toegepaste zeer hoge frequenties) in de buitenste lagen van het materiaal. Het veld wordt opgewekt door om de smeltruimte een tot een spiraal gewikkelde koperen buis te plaatsen, waardoor de hoogfrequente stroom vloeit en die door stromend water wordt koel gehouden. Het gebruikte hoogfrequentapparaat kan 15 kW vermogen leveren bij een frequentie van 330 000 perioden per seconde. De spoel bestaat uit 20 windingen en heeft een diameter van 13 cm.

Een van de grote voordelen van een dergelijke inductie-oven is, dat de smeltingen in een geheel glazen apparaat kunnen worden uitgevoerd, waarvan de wanden met stromend water worden gekoeld. Men sluit hierdoor zowel de invloed van de atmosfeer als die van uit de wanden vrijkomende gassen

Geheel rechts ziet men de kraan (*1*), via welke het smelttoestel (*2*) met de, niet getekende, hoogvacuumpompen in verbinding kan worden gesteld. Geheel links ziet men cylinders met stikstof, waterstof, zuurstof, argon en koolmonoxyde, welke gassen in het smelttoestel kunnen worden toegelaten. Zuurstof wordt slechts in afgepaste hoeveelheden toegelaten, waarbij gebruik wordt gemaakt van ballons van bekend volume (*3*). Zowel in de toevoer- als in de afvoerleiding van het smeltapparaat bevindt zich een buisje (*4*) resp. (*5*) met een bandje van 18% Cr-8% Ni-staal, dat door stroomdoorgang kan worden verhit en waarmee sporen

[1]) Philips techn. T. **11**, blz. 165-175, 1949 (No. 6).

[2]) Het is in dit verband wellicht interessant er op te wijzen, dat er nog een andere methode bestaat om dit doel te bereiken, nl. door gebruik te maken van door spiegels of lenzen geconcentreerde zonne-energie. Zie bijv. F. Trombe, Utilization of Solar Energy, Research **1**, 393-400, 1947 (No. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zuurstof of waterdamp in waterstof, stikstof of argon door aanloopkleuren kunnen worden aangetoond [3]).

De smeltkroes van Al_2O_3 (*6*) bevindt zich in een wijdere kroes van helder kwartsglas. De ruimte tussen de beide kroezen is opgevuld met grove stukjes Al_2O_3 (resten van vorige kroezen). De temperatuur van het gesmolten metaal kan met behulp van een optische pyrometer worden gemeten via een prisma (*8*). Een foto van de volledige opstelling geeft *fig. 2*.

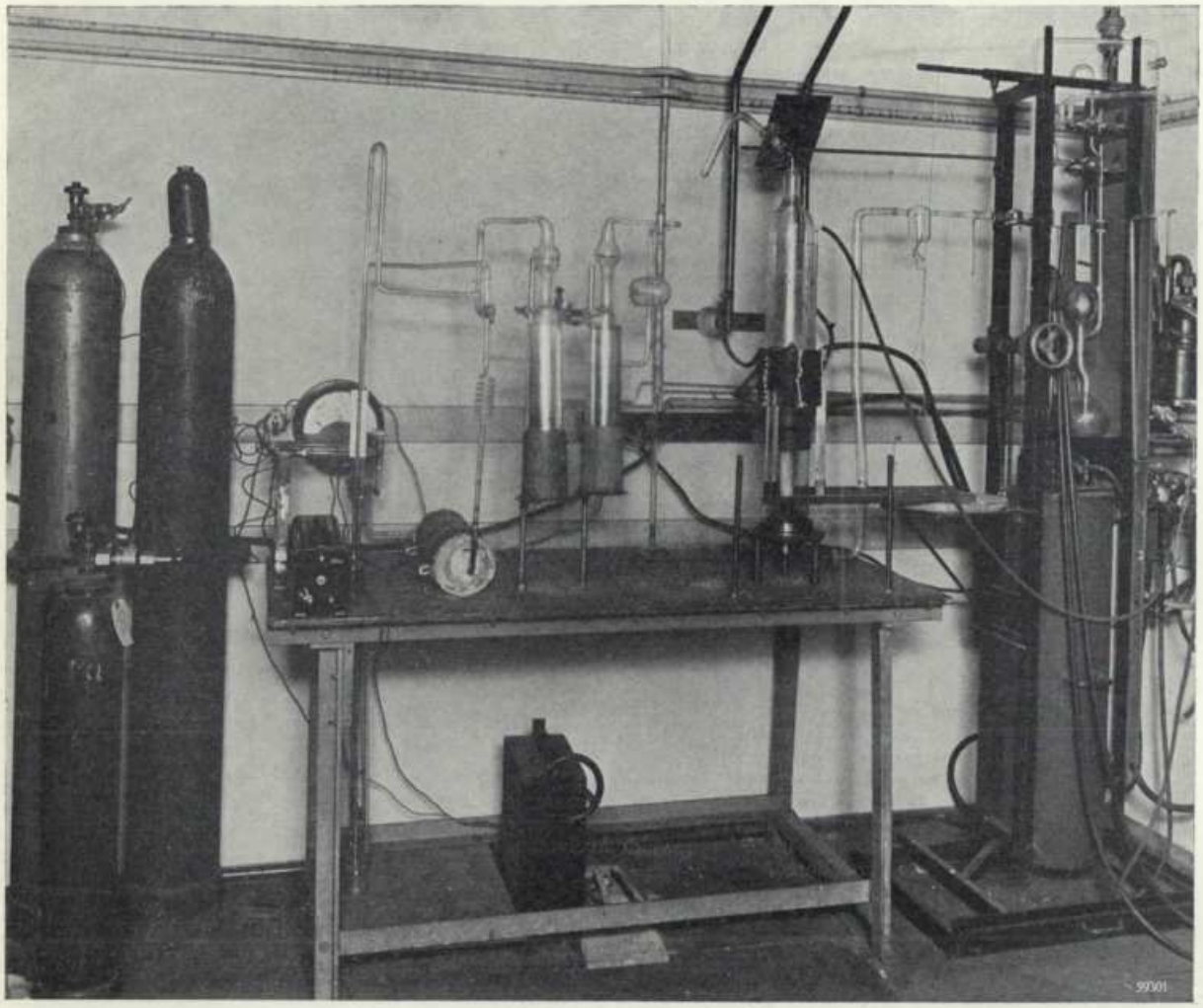


Fig. 2. Foto van de opstelling. Geheel rechts bevinden zich de hoogvacuumpompen.

De bereiding van metalen met een nauwkeurig bekende samenstelling

Om ijzer te verkrijgen met een volkomen gedefinieerd gehalte aan verontreinigingen, moet uitgegaan worden van het zuiverste carbonylijzer. Dit bestaat voor 99,9 % uit ijzer en bevat als verontreinigingen vrijwel uitsluitend koolstof, zuurstof en stikstof. De nog aanwezige stikstof kan volledig worden uitgedreven door herhaalde malen smelten in een goed vacuum; hetzelfde geldt voor de aanwezige koolstof, mits in het metaal vóór het smelten een grote overmaat zuurstof aanwezig is. Is dit niet reeds bij voorbaat het geval, dan wordt vanuit de ballons (*3*) een bekende hoeveelheid zuurstof bij het metaal toegelaten. Is alle koolstof in de vorm van CO verdwenen, dan wordt de overmaat zuurstof weer verwijderd door het vloeibare metaal langdurig met stromende waterstof te reduceren. Aan het Cr-Ni-bandje (*5*) kan worden beoordeeld wanneer de zuurstof volledig is verdwenen. De waterstof wordt op zijn beurt verwijderd door smelten in een goed vacuum of in stromende argon.

Aan het op de beschreven wijze verkregen zuivere ijzer, dat nu niet meer dan 0,001 % aan ver-

[3]) G. W. Rathenau en H. de Wit, Metallurgia **40**, 114, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ontreinigingen bevat, worden de gewenste andere elementen toegevoegd. Vaste stoffen kunnen door ronddraaien van het aanzetbuisje (*10*) (fig. 1) in de smelt worden gebracht. Koolstof wordt, indien als verontreiniging gewenst, op deze wijze in de vorm van zuiver grafiet met het vloeibare ijzer vermengd. Verdampen de toe te voegen stoffen betrekkelijk gemakkelijk, zoals bijv. mangaan, dan vindt het toevoegen niet plaats in een vacuum, maar in zuivere argon. De toegevoegde stoffen vermengen zich in korte tijd homogeen met het ijzer als gevolg van de circulatie in het bad, opgewekt door de electromagnetische krachten [4]).

Zuurstof en stikstof worden als gas toegevoerd. De evenwichtsdruk van zuurstof boven zuurstofhoudend vloeibaar ijzer is verwaarloosbaar klein, zodat de toegevoerde zuurstof in zijn geheel door het zuivere ijzer wordt opgenomen. Daarentegen is de evenwichtsdruk van stikstof boven stikstofhoudend vloeibaar ijzer groot, waardoor slechts een betrekkelijk klein gedeelte van de toegevoerde stikstof wordt opgenomen. Zoals eerder in dit tijdschrift werd besproken [5]), wordt hiervan bovendien bij het stollen weer een groot gedeelte afgegeven. Hierbij zwelt het metaal op en vertoont na de stolling grote holten of gaten.

Om stikstofhoudend ijzer zonder gaten te verkrijgen, wordt als volgt te werk gegaan. Terwijl het metaal vloeibaar is (temperatuur ca 1600 °C), wordt de stikstofdruk verminderd van 1 tot 0,2 atm, waardoor de evenwichtsconcentratie in het metaal daalt van 0,046 tot 0,021% stikstof. Vervolgens wordt de hoogfrequente stroom verbroken en onmiddellijk daarna (dus nog vóór de beginnende stolling) de stikstofdruk weer verhoogd tot 1 atm. Het metaal stolt dan tot een compacte massa en bevat na afkoeling 0,022 tot 0,030% stikstof. Dit effect is experimenteel gevonden en kan ook wel enigszins uit de oplosbaarheidskromme van stikstof in ijzer worden begrepen. Kleinere gehalten worden verkregen door de stikstofdrukken lager te kiezen.

De beschreven procedure is goed geschikt voor de bereiding van betrekkelijk kleine hoeveelheden metaal (300 tot 400 gram). Bij de grootste hoeveelheden die in het apparaat kunnen worden bereid (ca 2 kg), doen zich twee moeilijkheden voor. In de eerste plaats blijkt het onpractisch lange tijden te vergen om met behulp van waterstof de laatste 0,01% zuurstof uit de hoeveelheid gesmolten metaal te verwijderen. Bij de grote smelten wordt deze laatste hoeveelheid zuurstof daarom chemisch gebonden door aan het vloeibare metaal uit het buisje (*10*) de vereiste (door berekening bepaalde) hoeveelheid zuiver zirconium, zuiver titanium of zuiver aluminium toe te voegen. Het gevormde ZrO_2, TiO_2 of Al_2O_3 blijft grotendeels in fijn verdeelde toestand in het ijzer achter. De invloed van de zuurstof is nu veel minder groot dan indien ze als FeO gebonden is. De tweede moeilijkheid bestaat daarin dat zuiver ijzer slechts uiterst langzaam stikstof wil opnemen, zo langzaam dat het beladen van 2 kg ijzer met stikstof bij de gebruikte betrekkelijk diepe kroezen vrijwel onuitvoerbaar is. Daarentegen wordt stikstof sneller opgenomen door gesmolten zuurstofhoudend en nog sneller door gesmolten koolstofhoudend ijzer. Bij experimenten waarbij een hoeveelheid materiaal groter dan bijv. 1 kg nodig is (bijv. voor de meting van de kerfslagtaaiheid als functie van de temperatuur) kan de invloed van stikstof op zuiver ijzer dan ook niet direct worden bestudeerd maar moet worden afgeleid uit het gedrag van zuurstofhoudend, koolstofhoudend, zuurstof- plus stikstofhoudend en koolstof- plus stikstofhoudend metaal.

Behalve van carbonylijzer is bij onze proeven ook wel uitgegaan van vloeistaal als basismateriaal, om daardoor een betere aansluiting aan de practijk te verkrijgen. De behandeling bij het smelten van vloeistaal is geheel dezelfde als die welke bij carbonylijzer wordt toegepast.

Ten slotte willen we nog opmerken dat het met het hier beschreven toestel ook zeer goed mogelijk is legeringen te bereiden met een groter percentage vreemde elementen, zoals bijv. magneetstalen.

Samenvatting. Om de invloed van koolstof, zuurstof, stikstof en eventuele andere stoffen op de eigenschappen van ijzer te bestuderen, is een smelttoestel ontworpen, dat het mogelijk maakt de verontreinigingen afzonderlijk en in nauwkeurig bekende hoeveelheden aan zeer zuiver ijzer toe te voegen. De smeltingen geschieden door middel van inductieve verhitting; het smeltproces is geheel te volgen doordat de kroes binnen een gekoelde glazen mantel is geplaatst. De bereiding van zo zuiver mogelijk ijzer wordt besproken. Bij betrekkelijk grote hoeveelheden (meer dan enkele honderden grammen) blijkt het practisch niet mogelijk te zijn de invloed van stikstof afzonderlijk na te gaan. Deze invloed kan dan slechts worden afgeleid uit de verschillen tussen het gedrag van zuurstof- of koolstofhoudend ijzer met en zonder stikstof als bijmengsel.

[4]) Zie hiervoor bijv. Philips techn. T. **1**, 59, 1936.
[5]) J. D. Fast, Philips techn. T. **11**, 101-110, 1949 (No. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

INSTABILITEITSVERSCHIJNSELEN BIJ VEREN

door J. A. HARINGX.

621.272.2:620.166

Tot nu toe heeft men weinig aandacht besteed aan de instabiliteitsverschijnselen die zich bij elastische elementen, zoals schroefveren, rubberstaven en vlakke spiraalveren, kunnen voordoen wanneer ze aan grote vervormingen worden blootgesteld. Het blijkt mogelijk te zijn theoretisch dit zg. uitknikken te verklaren. Hierbij komen enkele merkwaardige eigenschappen aan het licht, welke door eenvoudige experimenten worden bevestigd.

Inleiding

Het optreden van instabiliteitsverschijnselen bij belaste constructie-elementen, zoals staven, vlakke platen en dunwandige cylinders, mag algemeen bekend worden ondersteld. Het karakteristieke hierbij is, dat zolang de belasting een zekere grenswaarde niet overschrijdt, het element zijn oorspronkelijke gedaante behoudt. Bij het bereiken van die grenswaarde echter geraakt het element plotseling in een toestand van grote — vrijwel ongelimiteerde — vervormingen, zodat het niet langer aan zijn doel zal beantwoorden. Dit verschijnsel zal in het vervolg met de benaming uitknikken worden aangeduid.

In het belang van de volgende uiteenzetting is het nuttig met behulp van enkele eenvoudige formules het geval van een ronde metalen staaf nader te bestuderen. Wanneer een rechte staaf axiaal op druk wordt belast, blijft zij in eerste instantie recht, maar zal bij het bereiken van een bepaalde drukkracht plotseling zijwaarts uitbuigen. De kritische drukkracht waarbij dit uitknikken plaats vindt, hangt af van de stijfheid van de staaf tegen buiging en is volgens de bekende formule van Euler gegeven door:

$$P_{kr} = \pi^2 \frac{EI}{l^2}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

waarbij E de elasticiteitsmodulus van het materiaal, l de lengte en I het traagheidsmoment van de doorsnede van de staaf is.

Hoewel de lengteveranderingen van een metalen staaf uiteraard zeer klein zijn, leiden we hier, terwille van de nog nader aan te tonen analogie met het uitknikverschijnsel van schroefveren, af bij welke verkorting van de staaf het uitknikken zich voordoet. Het verband tussen de verkorting Δl en de drukkracht P wordt zoals bekend is gegeven door:

$$\Delta l = \frac{Pl}{EF}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

wanneer F de oppervlakte van de staafdoorsnede voorstelt. De relatieve verkorting vlak vóór het uitknikken bedraagt dus:

$$\xi = \frac{\Delta l}{l} = \frac{P_{kr}}{EF}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Voor een ronde staaf met diameter D gaat deze formule op grond van verg. (1) en met $F = \pi D^2/4$ resp. $I = \pi D^4/64$ over in:

$$\xi = \frac{\pi^2}{16}\left(\frac{D}{l}\right)^2. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

De kritische relatieve verkorting blijkt dus alleen afhankelijk te zijn van de verhouding l/D, die is op te vatten als de slankheid van de staaf, en niet van de elasticiteitsmodulus van het materiaal.

Bovenstaande uiteenzetting geldt voor een staaf met vrij draaibare of parallel verschuifbare uiteinden. Voor een aan twee zijden ingeklemde staaf dient men l in de formules te vervangen door de halve staaflengte $l/2$, hetgeen als volgt is in te zien. *Fig. 1a* toont de vervorming bij het uitknikken van een staaf met parallel verschuifbare uiteinden. Men ziet dat de staaf de vorm aanneemt van een sinuscurve, ter lengte van een halve golflengte. In fig. 1*b* ziet men een aan beide zijden ingeklemde staaf in uitgeknikte toestand. De sinus-

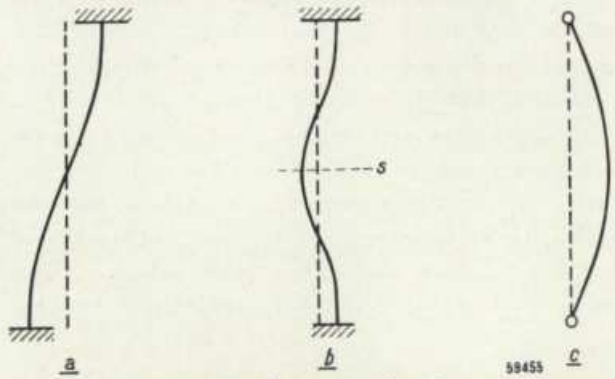


Fig. 1. De vervorming die een staaf ondergaat wanneer zij onder invloed van een axiale kracht uitknikt, *a*) bij een staaf met parallel verschuifbare uiteinden, *b*) bij een staaf met ingeklemde uiteinden, *c*) bij een staaf met vrij draaibare uiteinden. Denkt men zich de tweede staaf door de stippellijn *s* gehalveerd, dan ziet men dat beide staafhelften in dezelfde toestand verkeren als de staaf met parallel verschuifbare uiteinden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kromme is thans een gehele golflengte lang. Denkt men zich deze staaf in het midden volgens de stippellijn (*s*) doorgesneden, dan ziet men dat elk der beide helften in dezelfde toestand verkeert als de staaf met parallel verschuifbare uiteinden. Dus is hier de h a l v e staaflengte bepalend voor het uitknikken. De vervorming bij het uitknikken van een staaf met v r i j d r a a i b a r e uiteinden is in fig. 1*c* afgebeeld. Evenals in fig. 1*a* bestrijkt de sinuskromme hier een h a l v e golflengte.

Opgemerkt zij nog dat men met de toepassing van formule (4) voorzichtig moet zijn, daar zij slechts geldt voor elastische indrukkingen van de staaf (ξ kleiner dan ca 0,001). Wordt de staaf zodanig belast dat de vloeigrens overschreden wordt, dan treden belangrijke afwijkingen op.

Het ligt voor de hand dat op druk belaste schroefveren evenals rechte staven kunnen uitknikken. Toch blijken schroefveren in dit opzicht vanwege hun grotere vervormbaarheid enkele eigenschappen te bezitten welke specifiek verschillen van die van de rechte metalen staaf. In hetgeen hier volgt zal nu een beschrijving van deze merkwaardige eigenschappen worden gegeven, zoals zij door de schrijver door berekening zijn gevonden en aan enkele experimenten zijn getoetst. Het uitknikken van elastische rubberstaven wordt eveneens kort besproken. Vervolgens zal ook nog aandacht worden besteed aan soortgelijke uitknikverschijnselen bij opgewonden resp. afgewonden vlakke spiraalveren, daar het ook hier van practisch belang is te weten onder welke omstandigheden het uitknikken zich voordoet.

Het gedrag van de op druk belaste schroefveer

Noemen we de veerlengte in de onbelaste toestand l_0 en de veerdiameter D_0, dan bedraagt de relatieve indrukking waarbij uitknikken plaatsvindt ($\xi = \Delta l/l_0$) voor een schroefveer met ronde draaddoorsnede en parallel verschuifbare of vrij draaibare uiteinden:

$$\xi = 0{,}8125 \left\{ 1 \pm \sqrt{1-6{,}87\,(D_0/l_0)^2} \right\} . \quad . \quad (5)$$

Bij de afleiding van deze formule [1]) is een vereenvoudigende onderstelling ingevoerd. Zij bestaat daarin dat de schroefveer vervangen gedacht wordt door een elastische prismatische staaf, welke uit een zodanige materie moet bestaan dat niet alleen de stijfheid tegen buiging maar ook de stijfheden tegen indrukking en afschuiving overeenkomen met die van de schroefveer. Ten gevolge van de grote vervormbaarheid der schroefveer gaan namelijk naast de stijfheid tegen buiging ook de stijfheden tegen indrukking en afschuiving een rol spelen, welke laatste bij de rechte metalen staaf zonder bezwaar als oneindig groot beschouwd konden worden. Hieruit volgt dat de berekening voor de schroefveer essentieel verschilt van die voor de staaf.

Het invoeren van de stijfheid tegen afschuiving brengt een complicatie mede ten aanzien van de dwarskracht, die voor de afschuiving verantwoordelijk gesteld moet worden. Zoals de schrijver heeft aangetoond, moet men hiervoor nemen de dwarskracht in die doorsnede van de (de veer vervangende) elastische staaf die in de o n b e l a s t e toestand loodrecht staat op de hartlijn van de staaf. Bij de tot nu toe gebruikelijke berekeningswijze daarentegen werd de dwarskracht genomen in de doorsnede die in de b e l a s t e toestand loodrecht op de hartlijn staat.

De gegeven vergelijking geldt ook voor het geval van ingeklemde uiteinden, mits l_0 vervangen wordt door de halve veerlengte $l_0/2$. Is de draaddoorsnede rechthoekig, dan veranderen slechts de waarden van de coëfficienten.

We merken op dat voor $l_0/D_0 > 5$ de kleinste waarde van ξ uit formule (5) bij benadering geschreven kan worden als

$$\xi \approx 2{,}80\,(D_0/l_0)^2 , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

zodat een duidelijke overeenkomst met formule (4) aan de dag treedt. Afgezien van de aanwezigheid der indices wijken slechts de coëfficienten van elkaar af.

Evenals bij de metalen staaf is ook hier de elasticiteitsmodulus van het materiaal uit de formules verdwenen en hangt de kritische relatieve indrukking slechts af van de verhouding van lengte tot diameter en van de bevestiging der uiteinden. Dit is echter bij de schroefveer veel opmerkelijker dan bij de staaf, omdat dit betekent dat noch de draaddiameter, noch de spoed of het aantal windingen invloed op het uitknikverschijnsel hebben.

Het in vergelijking (5) gegeven verband tussen de kritische relatieve indrukking ξ en de veerslankheid l_0/D_0 wordt grafisch voorgesteld in *fig. 2*. De getekende kromme moet worden opgevat als de lijn die het gebied omsluit van alle combinaties van veerslankheden en relatieve indrukkingen welke tot het optreden van instabiliteit leiden. Uit de figuur blijkt dat er een bepaalde kritische slankheid bestaat ($l_0/D_0 = 2{,}62$ bij parallel verschuifbare of vrij draaibare veeruiteinden, resp. 5,24 bij ingeklemde veeruiteinden), beneden welke de veer niet en boven welke de veer wèl kan uitknikken. Ten gevolge van het steile verloop van de kromme daar ter plaatse doet zich nu het opmerkelijke feit voor, dat een kleine variatie van de slankheid in de buurt van 2,62 resp. 5,24 leidt tot zeer grote verschillen in het gedrag van de veer. Overschrijdt de slankheid deze waarde slechts een weinig,

[1]) J. A. Haringx, On highly compressible helical springs and rubber rods, and their application for vibration-free mountings, Deel I, §§ 2 en 3, Philips Research Reports **3**, 406-414, 1948 (No. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan knikt de veer namelijk zeer duidelijk uit wanneer deze tot ongeveer de helft van de oorspronkelijke lengte wordt samengedrukt. Daarentegen is er van instabiliteit in het geheel geen sprake bij een veer met een iets geringere slankheid. Dit

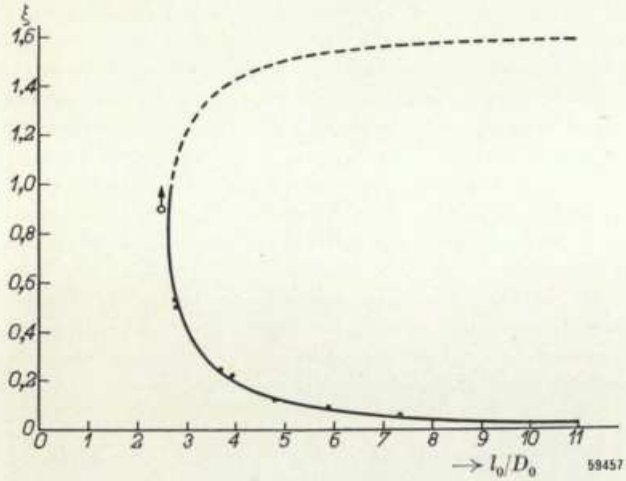


Fig. 2. De kritische relatieve indrukking van een schroefveer, met ronde draaddoorsnede en vrij draaibare of parallel verschuifbare uiteinden, uitgezet als functie van de veerslankheid l_0/D_0 (zie verg. 5). De punten geven de meetresultaten aan. Voor slankheden kleiner dan de waarde 2,62 treedt zelfs bij volledige indrukking geen uitknikken op. De verticale pijl duidt aan dat de betreffende veer inderdaad niet uitknikte.

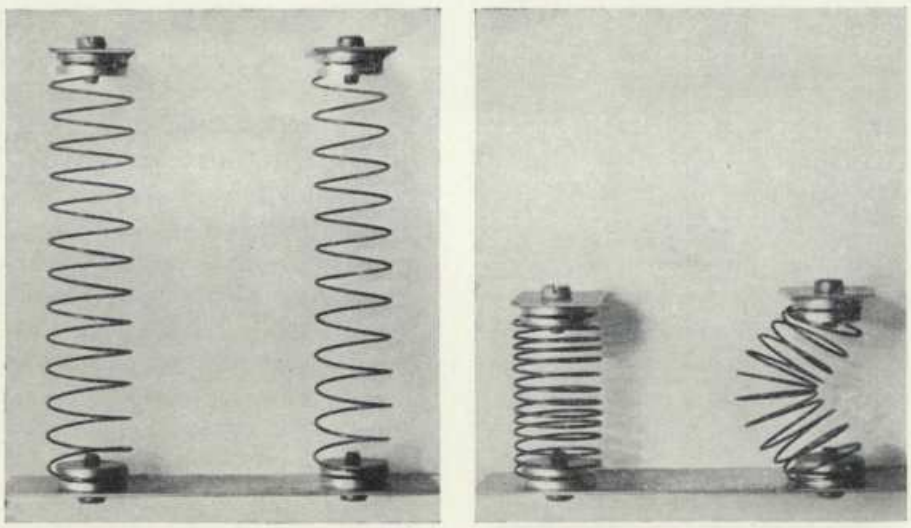
verschil wordt gedemonstreerd in de *figuren 3a* en *3b* door de beide aan de uiteinden ingeklemde schroefveren. De rechter veer met de slankheid $l_0/D_0 = 5{,}3$ knikt duidelijk uit, terwijl de linker veer met de slankheid $l_0/D_0 = 5{,}0$ recht blijft en niet uitknikt.

Om de uitkomsten van de berekening nog verder experimenteel te toetsen, is aan een aantal schroefveren van verschillende slankheid ($D = 18$ mm, draaddiameter = 0,5 respectievelijk 2 mm, spoed = 5 mm) opgemeten bij welke relatieve indrukking de veer uitknikt. De meetresultaten zijn in fig. 2 door punten weergegeven. De pijl geeft aan dat de veer met de bijbehorende slankheid niet uitknikte. Zoals men ziet is de overeenstemming met de berekende kromme zeer bevredigend.

Onder bepaalde omstandigheden kunnen zich echter niet onbelangrijke afwijkingen voordoen. In de eerste plaats is de „inklemming" van de veeruiteinden in de practijk meestal geen echte inklemming, doch slechts een aandrukken van de vlakgebogen of vlakgeslepen eindwindingen tegen een plat vlak. De elasticiteit van de eindwindingen speelt dan een rol, met het gevolg dat de veer bij een ogenschijnlijk te kleine indrukking uitknikt.

In de tweede plaats wordt met de lengte van de veer steeds de „vrije" lengte bedoeld, dat wil zeggen de lengte van dat gedeelte van de veer dat aan de eventuele uitbuiging deelneemt. Het kan nu voorkomen, vooral bij een veer met een ten opzichte van de draaddikte betrekkelijk kleine spoed, dat in samengedrukte toestand de laatste vrije windingen contact maken met de eindwindingen. Het uitknikken vindt dan bij een ogenschijnlijk te grote indrukking plaats. Het is mogelijk deze en nog andere effecten enigszins te vermijden door de vlakken der eindwindingen in de onbelaste toestand een schuine stand te geven. Voor nadere bijzonderheden wordt verwezen naar de berekening van de invloed der vlakgewikkelde eindwindingen op de zijdelingse stijfheid van de op druk belaste schroefveer [2]).

[2]) Zie noot [1]), Deel II, §§ 11 en 12, Philips Research Reports 4, 57-68, 1949 (No. 1).



a *b*

Fig. 3. *a*) Twee onbelaste schroefveren met ingeklemde uiteinden, die onderling een weinig in afmeting verschillen. Van de linker veer is de slankheid 5,0, dus iets beneden de kritische waarde, die bij tweezijdig ingeklemde veren 5,24 bedraagt; van de rechter veer is zij 5,3, dus iets daarboven. *b*) Dezelfde veren bij een relatieve indrukking van 60 %. De linkerveer blijft recht, de rechter knikt uit.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

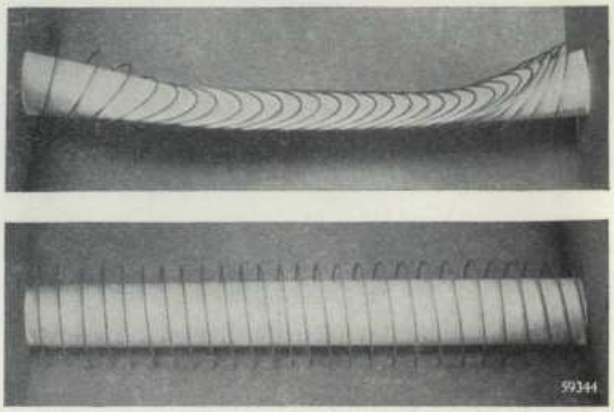
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het gedrag van de schroefveer bij een indrukking groter dan de oorspronkelijke veerlengte

Onder normale omstandigheden kan een (cylindrische) schroefveer nooit verder worden ingedrukt dan totdat alle naburige windingen met elkaar in aanraking komen. Daarom is alleen het getrokken gedeelte van de kromme in fig. 2, dat behoort bij indrukkingen Δl kleiner dan de oorspronkelijke veerlengte l_0 ($\xi < 1$), van practische betekenis. Theoretisch is het gebied $\xi > 1$ echter zeer interessant, omdat een eenmaal instabiel geworden veer volgens het met een stippellijn aangegeven gedeelte van de kromme wederom stabiel zou moeten worden, wanneer zij maar voldoende ver wordt ingedrukt. Om te kunnen aantonen dat dit werkelijk zo is, hebben we een veer nodig met een indrukking groter dan de oorspronkelijke veerlengte. Deze toestand lijkt op het eerste gezicht moeilijk te verwezenlijken. Zij kan echter worden bewerkstelligd door een normale schroefveer binnenste buiten te keren.

Daartoe gaan we uit van een schroefveer met kleine draaddiameter, die bijvoorbeeld 1/50 van de windingsdiameter bedraagt. Beginnend aan één der uiteinden van de veer trekken we de tweede winding over de eerste heen, vervolgens trekken we de derde winding over de eerste en tweede heen, enz. Onder deze omstandigheden zijn beide naburen van iedere winding onderling van plaats verwisseld. Zonder onze hulp kunnen ze hun oorspronkelijke stand niet weer innemen, zodat ze zich noodgedwongen tegen elkaar aandrukken. De veer staat dus onder voorspanning en is onderworpen aan een indrukking Δl, die de oorspronkelijke veerlengte l_0 te boven gaat met het product van het aantal windingen en de draaddiameter. De relatieve indrukking is nu dus inderdaad groter dan 1. Door deze binnenste-buiten gekeerde veer „uit te rekken" (dit komt overeen met een voortgezet indrukken van de oorspronkelijke veer) kunnen we ξ nog meer vergroten. Bij dit uitrekken nu doet zich een zeer merkwaardig verschijnsel voor. De windingen glijden eerst langs elkaar af, en streven naar een evenwijdige ligging; de veer heeft de vorm van een platte band, zoals het middengedeelte van de veer in *fig. 4a* laat zien. Wanneer ξ echter een bepaalde waarde overschrijdt, neemt de veerdraad plotseling de vorm van een schroeflijn aan (fig. 4*b*). Laat men vervolgens de veer weer „korter" worden, dan klappen de windingen bij min of meer dezelfde kritische waarde van ξ om en keert de veerdraad terug tot de vorm van fig. 4*a*. Hieruit blijkt dus dat de veer inderdaad een tweede overgang van de stabiele naar de instabiele toestand vertoont in het gebied $\xi > 1$.

Een nadere berekening [3]) heeft uitgewezen dat het gedeelte van de kromme in fig. 2 voor $\xi > 1$ slechts gehandhaafd kan worden voor schroefveren met parallel verschuifbare uiteinden. Het gebied van de combinaties van veerslankheden en relatieve indrukkingen, die in dit geval tot instabiliteit leiden, is in *fig. 5a* gearceerd weergegeven.



a

b

Fig. 4. *a*) Een schroefveer met ingeklemde uiteinden bij een indrukking groter dan de oorspronkelijke veerlengte, maar nog niet zo groot dat de tweede stabiliteitsovergang is gepasseerd. Om een beter inzicht in de driedimensionale gedaante van de veerdraad te verkrijgen, is de veer om een dunne papieren cylinder geschoven, die de vrije vervorming van de veer niet in de weg staat. *b*) Een schroefveer met ingeklemde uiteinden bij een indrukking groter dan de oorspronkelijke veerlengte, maar nu zo groot dat de tweede stabiliteitsovergang wel is gepasseerd en de veer weer de gedaante van een schroeflijn heeft aangenomen.

De tekening in het uitgespaarde gedeelte van de figuur stelt een mogelijke uitbuigingsvorm van de hartlijn van de schroefveer voor en geeft dus een inzicht in de wijze van bevestiging der veeruiteinden. Bij veren met ingeklemde uiteinden komt — een factor 2 voor de horizontale schaal in aanmerking nemende — een andere kromme voor het bovenste deel van de kromme in fig. 2 in de plaats; zie fig. 5*b*. De abrupte overgang bij $\xi = 1$ van de ene kromme op de andere hangt samen met de veranderlijke voorkeur voor de symmetrische of de asymmetrische uitbuigingsvorm van de veer. Veren met vrij draaibare uiteinden zijn steeds instabiel voor alle waarden van ξ inliggende tussen 1 en 1,625, zoals aangegeven in fig. 5*c*.

De uitkomsten van de nieuwe berekening blijken voor de verschillende wijzen van bevestiging der veeruiteinden qualitatief door de experimenten te worden bevestigd. Quantitatief daarentegen treden er zekere afwijkingen op. We moeten echter bedenken dat in het gebied $\xi > 1$ de windingen

[3]) J. A. Haringx, Elastic stability of helical springs at a compression larger than original length, te publiceren in Applied Scientific Research, Vol. **A 1** (1949).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

over hoeken van bijna 90 ° omklappen (zie fig. 4*a*), zodat de verdraaiingshoeken niet langer als oneindig klein beschouwd kunnen worden, zoals bij de berekening ondersteld werd.

worden. Terwijl de berekening echter tot het resultaat leidt dat elke staaf, hoe kort ook, zou moeten uitknikken, is experimenteel een zekere kritische waarde van de slankheid gevonden, waarbeneden

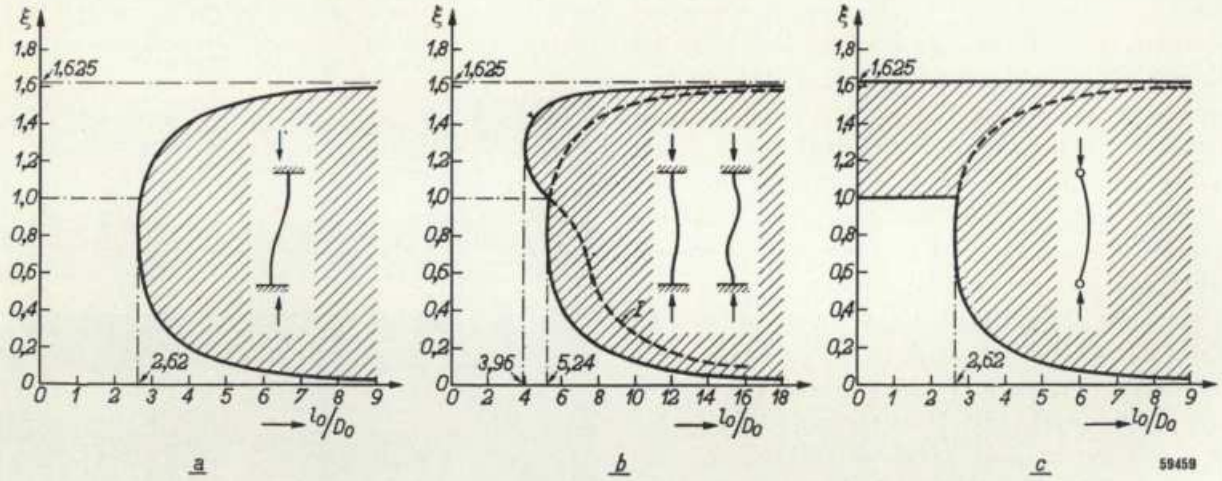


Fig. 5. Het verband tussen de relatieve indrukking waarbij uitknikken optreedt en de slankheid van de veer, voor verschillende wijzen van inklemming der uiteinden.
a) Veer met parallel verschuifbare uiteinden; dit is dezelfde kromme als in fig. 2 is gegeven;
b) veer met ingeklemde uiteinden; hier treedt voor waarden van $\xi > 1$ asymmetrische vervorming op, bij deze vorm van uitbuiging behoort de door *I* aangegeven kromme;
c) veer met vrij draaibare uiteinden; het gehele gebied tussen $\xi = 1$ en $\xi = 1{,}625$ is instabiel.

Het gedrag van de op druk belaste rubberstaaf

Hoewel het uitknikken van schroefveren ter vereenvoudiging werd berekend door de veer vervangen te denken door een (fictieve) elastische prismatische staaf, is de berekening voor een werkelijk realiseerbare elastische staaf veel ingewikkelder. Dit vindt o.a. zijn oorzaak in het niet meer lineair zijn van het verband tussen de indrukking van de staaf en de axiale belasting. Het resultaat van de berekening voor een rubberstaaf met cirkelvormige doorsnede (oorspronkelijke lengte l_0, oorspronkelijke diameter D_0) en parallel verschuifbare of vrij draaibare uiteinden luidt [4]):

$$\xi = \frac{1}{1 + 1{,}62\ (l_0/D_0)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Ook hier hangt de kritische relatieve verkorting $\xi = \Delta l/l_0$ slechts af van de slankheid l_0/D_0 van de staaf. Voor $l_0/D_0 > 5$ is formule (7) nagenoeg identiek met formule (4), zoals te verwachten was.

De kromme in *fig. 6* is een grafische voorstelling van vergelijking (7), terwijl de ingetekende punten afkomstig zijn van door Kosten [5]) uitgevoerde metingen. De overeenstemming tussen de berekening en het experiment kan zeer bevredigend genoemd geen uitknikken mogelijk is ($l_0/D_0 \approx 0{,}6$; zie het meetpunt in fig. 6 voorzien van de verticale pijl, die aangeeft dat de desbetreffende staaf niet uitknikte). Dit gedrag vertoont veel overeenkomst met dat van schroefveren, alleen met dit verschil dat daar het gedrag op grond van de berekening direct kon

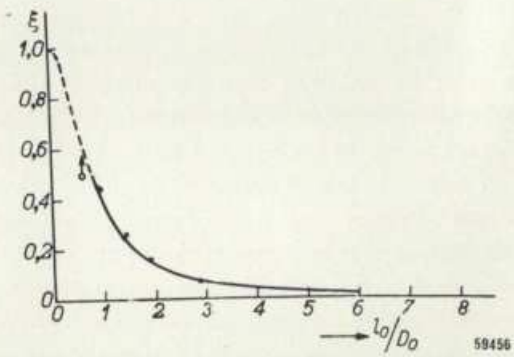


Fig. 6. De kritische relatieve indrukking van een rubberstaaf met cirkelvormige doorsnede en parallel verschuifbare of vrij draaibare uiteinden als functie van l_0/D_0. De punten geven de meetresultaten weer. De pijl duidt aan dat de betreffende staaf niet uitknikte.

worden verklaard. We mogen echter niet vergeten dat de elastische eigenschappen van sterk samengedrukte rubber slechts bij benadering in formules tot uitdrukking kunnen worden gebracht. Voor indrukkingen groter dan 50 % zijn deze zeker niet meer betrouwbaar, om welke reden de berekende kromme voor waarden van ξ groter dan 0,5 slechts

[4]) Zie noot [1]), Deel III, §§ 1 en 2, Philips Research Reports **4**, 206-216, 1949 (No. 3).
[5]) C. W. Kosten, Over de eigenschappen van gevulcaniseerde rubber, dissertatie Delft 1942, blz. 66.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

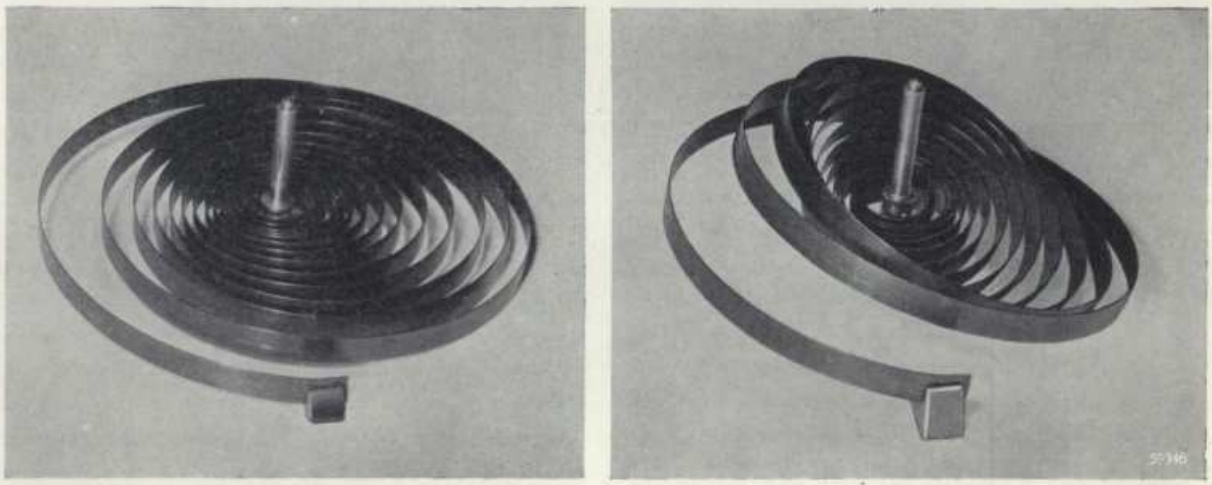
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gestippeld werd doorgetrokken. Bovendien verliezen rubberstaven bij samendrukking door de bevestiging hunner uiteinden in het algemeen de prismatische vorm en moet een dun laagje van het materiaal aan de uiteinden als volkomen onsamendrukbaar worden beschouwd. Hoewel ook dit effect voor een deel in rekening kan worden gebracht, is het een bron van afwijkingen.

Instabiliteitsverschijnselen bij de vlakke spiraalveer

Behalve door een axiale drukkracht kan een schroefveer ook door verwringing of een combinatie van beide belastingen tot uitknikken worden gebracht [6]). Daar deze belastingsgevallen zich in de practijk niet zo vaak voordoen, zullen we in dit artikel verder geen aandacht daaraan besteden. Maar wel wordt hier op deze eigenschap gewezen, omdat enige verwantschap bestaat tussen de getordeerde schroefveer en de opgewonden vlakke spiraalveer. Dit is gemakkelijk in te zien, wanneer we de lengte van de schroefveer tot nul gereduceerd denken. Het zal dan ook geen verwondering wekken dat vlakke spiraalveren, zoals bijvoorbeeld in uurwerken worden toegepast, bij opwinden en afwinden evenals getordeerde schroefveren kunnen uitknikken.

Wanneer men één der uiteinden van zulk een spiraalveer vastklemt en het andere uiteinde wentelt om de as van de spiraal, dan blijven de windingen in eerste instantie in het vlak van de spiraal liggen; zie *fig. 7a*. Zodra echter het aantal uitgevoerde slagen een kritische waarde passeert, kantelen de windingen plotseling om op een wijze als in fig. 7*b* te zien is. Dit kritische aantal slagen voor open afgewonden spiraalveren is berekend [7]). Voor spiraalveren met een groot aantal windingen leidt de berekening tot het volgende resultaat. Het aantal slagen dat de veer moet worden op- of afgewonden om het uitknikken te doen optreden, blijkt niet af te hangen van de elasticiteitsmodulus van het gebruikte materiaal, noch van het aantal windingen en de afmetingen van de spiraalveer. De enige bepalende factor is de verhouding der zijden *a* en *b* van de (rechthoekige) draaddoorsnede. Het verband tussen deze verhouding en het kritische aantal slagen N is voorgesteld in *fig. 8*. De rechthoekzijde *a* van de draaddoorsnede is radiaal gericht en de zijde *b* staat loodrecht op het vlak van de spiraal.



a *b*

Fig. 7. *a*) Een vlakke spiraalveer, die zover is opgewonden dat zij nog juist niet uitknikt.
b) Dezelfde spiraalveer nadat de instabiliteit is ingetreden.

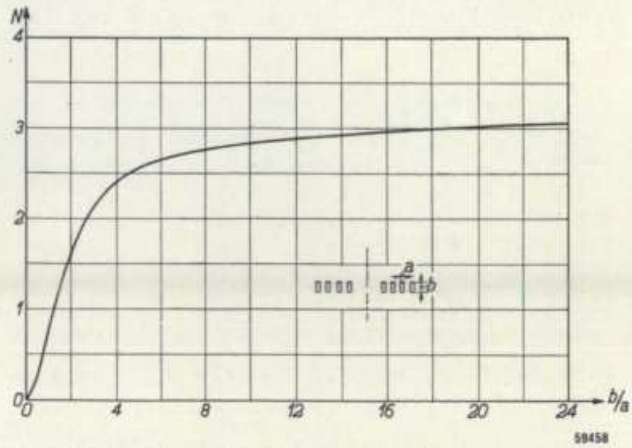


Fig. 8. Verband tussen het aantal slagen N waarover men een vlakke spiraalveer met een (oneindig) groot aantal windingen moet opwinden of afwinden om haar te doen uitknikken, en de verhouding der zijden b/a van de rechthoekige draaddoorsnede van deze veer.

[6]) Zie noot [1]), Deel I, §§ 8 en 9, Philips Research Reports **3**, 435-449, 1948 (No. 6).

[7]) J. A. Haringx, Elastic stability of flat spiral springs, te publiceren in Applied Scientific Research, Vol. **A 1** (1949).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wanneer b/a groter dan 10 wordt, zoals in de practijk bijna steeds het geval zal zijn, blijkt bovendien de invloed van de verhouding b/a nagenoeg te verdwijnen (N varieert slechts van 2,84 tot 3,08). We kunnen dus zeggen dat bij de meeste spiraalveren het voor uitknikken benodigde aantal slagen practisch hetzelfde is. Dit aantal slagen bedraagt ongeveer 3.

In het algemeen zal het aantal windingen van een spiraalveer vrij gering zijn en men dient zich af te vragen of de gevonden uitkomsten ook op zulk een veer van toepassing zijn. De berekening voor spiraalveren met een gering aantal windingen is veel gecompliceerder, maar zij is niettemin uitvoerbaar voor een (fictieve) spiraalveer met cirkelvormige windingen van gelijke diameter. Het blijkt dat nu onderscheid gemaakt moet worden tussen het aantal slagen dat de veer moet worden *op*gewonden om het uitknikken te doen optreden, en het aantal slagen dat de veer daartoe moet worden *af*gewonden. De verschillen ten opzichte van de uitkomsten voor spiraalveren met een groot aantal windingen zijn echter klein.

Om de resultaten der berekeningen te verifiëren, werd aan enkele spiraalveren met een uiteenlopend aantal windingen en verschillende draaddoorsnede bepaald bij welk aantal slagen zij uitknikken. In de onderstaande *tabel* zijn de uitkomsten gegeven en de onderlinge vergelijking van de derde met de vierde kolom doet zien dat de overeenstemming met de berekening bevredigend is.

Daar het aantal slagen bij opwinden van de veer positief genomen is, betekent het min-teken op de onderste regel dat de betreffende veer werd afgewonden. Ter beoordeling van de invloed van het aantal windingen is in de laatste kolom nog aangegeven welk aantal slagen kritisch zou zijn voor spiraalveren met een (oneindig) groot aantal windingen. Het verschil blijkt inderdaad gering te zijn.

Aantal windingen	Verhouding van de zijden der doorsnede (b/a)	Aantal slagen benodigd voor uitknikken		
		gemeten	berekend	Berekend voor oneindig aantal windingen (fig. 8)
3,1	10	2,5	2,52	2,84
4,2	8,6	2,6	2,55	2,78
4,5	10	2,6	2,62	2,84
13,5	19	2,75	2,89	3,00
13,5	19	−2,9	−3,10	−3,00

Opgemerkt moet worden dat de ingeklemde uiteinden van de veerdraad tijdens de experimenten steeds zodanig werden ingesteld dat opeenvolgende windingen elkaar niet konden aanraken en de veer vlak bleef tot aan het plotseling optredende uitknikverschijnsel. Indien deze maatregelen voor het zorgvuldig instellen van de stand der veeruiteinden niet worden genomen, gaat de veer reeds bij een 10 à 20 % geringer aantal slagen haar vlak verlaten.

Door spiraalveren in een doos of tussen twee evenwijdige vlakken op te sluiten zal het uitknikken voorkomen kunnen worden. Wrijvingsverschijnselen tussen de veer en de wand of tussen de windingen onderling zijn dan echter niet te vermijden, met het gevolg dat de grootte van het veerkoppel niet reproduceerbaar is. Gewoonlijk kan dit bezwaar worden aanvaard, maar het is zeer goed denkbaar dat in bepaalde gevallen een wrijvingsloze constructie de voorkeur verdient. Bijvoorbeeld moet het optreden van wrijving zeker worden vermeden wanneer de spiraalveer wordt gebruikt als een elastisch element in een regel- of meetapparatuur, dat over grote hoeken draaibaar moet zijn. De verdraaiingshoek is dan, bij gebruik van een enkele spiraalveer, aan het hier vermelde maximum van drie slagen gebonden.

Samenvatting. Beschreven worden enige eigenschappen van schroefveren, rubberstaven en vlakke spiraalveren (uurwerkveren) welke samenhangen met het zg. uitknikken. Een behandeling van het analoge verschijnsel bij de metalen staaf gaat vooraf aan de bespreking van het gedrag van de schroefveer. De relatieve indrukking waarbij de veer uitknikt, blijkt slechts af te hangen van de verhouding tussen lengte en diameter van de veer (de zg. slankheid) en de wijze van bevestiging der uiteinden. Er is echter een onderste grens voor de slankheid, beneden welke de veer zelfs in volledig samengedrukte toestand niet uitknikt. Een tweede overgang van de stabiele naar de instabiele toestand treedt op bij een indrukking groter dan de oorspronkelijke veerlengte. Zulk een indrukking is experimenteel te verwezenlijken. Ook bij de rubberstaaf wordt het uitknikken beheerst door de verhouding van lengte tot diameter en de wijze van bevestiging der uiteinden. Bij een vlakke spiraalveer is de hoek waarover men deze moet opwinden of afwinden om uitknikken te doen optreden, zeer weinig afhankelijk van de dimensies van de veer. Daarbij blijkt het onmogelijk te zijn een spiraalveer te bedenken die men meer dan drie slagen kan opwinden zonder dat zij uitknikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Laboratorium voor Wetenschappelijk Onderzoek, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1837: W. J. Oosterkamp: Calculation of the temperature development in a contact heated in the contact surface, and application to the problem of the temperature in a sliding contact (J. Appl. Physics **19**, 1180-1181, 1948, No. 12).

Er wordt gewezen op de analogie tussen de warmteafvoer bij een electrisch contact en de warmteafvoer in de anode van een röntgenbuis. Het focus van de röntgenbuis komt overeen met het contact-oppervlak; een stilstaand contact is te vergelijken met een röntgenbuis met stilstaande anode en een glijdend contact met een röntgenbuis met draaiende anode. Vroeger afgeleide formules (zie No's **R71**, **R78** en **R88**) worden toegepast op het contact-probleem en het resultaat, dat grafisch voorgesteld is, wordt vergeleken met dat van Holm.

1838: F. L. H. M. Stumpers: Theory of frequency-modulation noise (Proc. Inst. Radio Engrs. **36**, 1081-1092, 1948, No. 9).

Het geruisspectrum bij ontvangst van frequentie-modulatie wordt bekeken voor verschillende waarden van de verhouding signaal/geruis aan de ingang van de ontvanger. Voor enkele eenvoudige filterkarakteristieken worden numerieke waarden berekend. De theorie is gebaseerd op Fourier-analyse en omvat de volgende gevallen: geen signaal, ongemoduleerd en gemoduleerd signaal. Het resultaat komt te voorschijn als een reeks, waarvan de convergentie bewezen wordt. Ten slotte wordt de onderdrukking van de modulatie door het geruis besproken.

1839: W. Elenbaas: The dissipation of heat by free convection from vertical and horizontal cylinders (J. Appl. Physics **19**, 1148-1154, 1948, No. 12).

In dit artikel wordt een vereenvoudigde behandeling gegeven van de warmteafvoer door thermische convectie bij horizontale en verticale cylinders (zie ook deze overzichten No's **1773***, **R 90** en **R 95**).

1840: P. C. van der Willigen en G. Zoethout: Contact electrodes and applications of contact arc welding (Welding J. **27**, 615-620, Aug. 1948).

In dit artikel worden enkele laselectroden voor contact-booglassen beschreven. De bijzonderheden van het contact-booglassen worden toegelicht aan voorbeelden (verticaal omlaag lassen, het aanbrengen van een horizontale lasrups tegen een verticale wand, het lassen in een goot). De speciale lastechniek, met als resultaat een grotere lassnelheid, wordt beschreven en de principes ervan worden nader toegelicht. Er wordt ook een nieuwe lasmethode beschreven, het zg. boog-puntlassen. Zie ook deze overzichten No. **1708.**

1841*: F. de Boer: Structure and conductivity of the VI B group of the periodic system (J. Chem. Phys. **16**, 1173-1174, 1948, No. 12).

Naar aanleiding van een artikel van Von Hippel (J. Chem. Phys. **16**, 372, 1948) houdt de schrijver enkele beschouwingen met betrekking tot de krachten tussen de atomen van trigonaal selenium en tellurium. In deze structuren vormen de Se- en Te-atomen schroefvormige ketens. De experimenteel gevonden structuur kan niet worden verklaard door tussen de atomen in deze ketens covalente bindingen aan te nemen en tussen de ketens onderling Van der Waals-bindingen. Daarnaast moet een vorm van metaalbinding worden ondersteld.

1842*: P. J. Bouma: Les couleurs et leur perception visuelle. Introduction à l'étude scientifique des excitations et des sensations de couleur (348 blz., 113 fig., 15 tabellen; uitgave Philips Techn. Bibliotheek, 1949).

Franse vertaling van het boek „Kleuren en kleurindrukken" van dezelfde schrijver, zie deze overzichten No. **1704*** en Philips techn. T. **9**, 159, 1947.

1843: A. Claassen: A continuous reading vacuum tube voltmeter for electronic titrations (Analytica chimica Acta **2**, 602-605, Dec. 1948).

Beschrijving van een eenvoudige direct aanwijzende buis-voltmeter voor electrometrische titraties. De voltmeter is direct op het lichtnet aangesloten en bestaat in hoofdzaak uit een brugschakeling met twee symmetrisch geplaatste buizen EBC 3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

1844: W. Elenbaas: Intensity measurements on water-cooled high-pressure mercury lamps with additions of Cd and Zn (Rev. Optique **27**, 683-692, 1948, No. 11).

Beschrijving van watergekoelde kwiklampen (ca 500 V, 1,6-2 A) met toevoeging van cadmium en zink. De spectrale energieverdelingen zijn gemeten door vergelijking met wolfraambandlampen met kleurtemperaturen van 2370 °K en 3070 °K. Krommen van deze verdelingen worden gegeven voor Hg, 80 Hg + 20 Cd, 75 Hg + 25 Zn en 70 Hg + 13 Cd + 17 Zn (atoom %). Door middel van de verdeling van het spectrum in vakjes, volgens Bouma, wordt aangetoond dat de lamp met 75% Hg + 25% Zn de "high-intensity" koolboog voor cinemaprojectie het meest nabij komt.

R 97: H. Bremmer: Some remarks on the ionospheric double refraction, I (Philips Res. Rep. **4**, 1-19, 1949, No. 1).

Voor de voortplanting van korte electromagnetische golven gedraagt de ionosfeer zich als een anisotroop, inhomogeen, dubbelbrekend medium. De normaal op de golffronten volgt de wet van Snellius. De betrekking tussen de richtingen van deze normaal en de bijbehorende straal wordt afgeleid

a) uit de theorie der karakteristieken van een partiële differentiaalvergelijking,
b) uit het index-oppervlak van Fresnel,
c) uit het principe van Fermat,
d) uit de vector van Poynting.

Voor een gegeven primaire straal worden onderzocht 1) de splitsing in een gewone en buitengewone straal bij het binnentreden in de ionosfeer en 2) de polarisatietoestand bij het verlaten van de ionosfeer. De overeenkomstige theorie voor het gedrag van lange golven wordt kort samengevat en aan een getallenvoorbeeld toegelicht.

R 98: B. B. van Iperen: On the generation of electromagnetic oscillations in a spiral by an axial electron current (Philips Res. Rep. **4**, 20-30, 1949, No. 1).

Wanneer langs de as van een schroefvormig gewonden draad een electronenstroom wordt gestuurd, kunnen in deze draad electromagnetische trillingen met een zeer hoge frequentie optreden. Een benaderende theorie voor dergelijke trillingen, geldig voor kleine amplituden, wordt gegeven. Hieruit kunnen de versnellende spanningen, nodig voor een maximaal rendement, worden berekend. De resultaten zijn in overeenstemming met voorlopige metingen.

R 99: B. D. H. Tellegen: The synthesis of passive two-poles by means of networks containing gyrators (Philips Res. Rep. **4**, 31-37, 1948, No. 1).

Iedere passieve tweepool van zekere orde kan gerealiseerd worden doordat men een passieve, weerstandloze vierpool van dezelfde orde (die gyratoren mag bevatten) met een weerstand afsluit. De meest algemene passieve tweepool van de orde n kan zo gerealiseerd worden door één netwerk met het minimum aantal, $2n + 1$, elementen, waaronder één weerstand, n capaciteiten en zelfinducties en n ideale transformatoren en ideale gyratoren.

R 100: K. F. Niessen: Relaxation in the anomalous skin effect (Philips Res. Rep. **4**, 38-48, 1949, No. 1).

Als in de eendimensionale theorie van Pippard voor het anomale huideffect, met oneindig lange weglengten voor de electronen, relaxatie (looptijdeffect) in rekening gebracht wordt, vindt men een impedantie ten gevolge van het huideffect die onafhankelijk is van het geleidingsvermogen. De invloed van de relaxatie op het begrip "ineffectivity", volgens Pippard, wordt nagegaan.

R 101: J. A. Haringx: On highly compressible helical springs and rubber rods, and their application for vibration-free mountings, II (Philips Res. Rep. **4**, 49-80, 1949, No. 1).

In dit artikel (vervolg van **R 94**) wordt een berekening gegeven van de zijdelingse stijfheid van op druk belaste schroefveren en van hun transversale eigenfrequenties. Daarbij is wederom uitgegaan van de in het eerste artikel genoemde vereenvoudiging dat de veer mag worden beschouwd als een elastische prismatische staaf, mits de stijfheid tegen afschuiving op de juiste wijze in rekening wordt gebracht. Ook hier leidt deze vereenvoudiging tot betrouwbare resultaten. Het feit dat de veer in werkelijkheid bestaat uit een schroeflijnvormig gewikkeld draadlichaam vereist evenwel speciale aandacht ten aanzien van de veeruiteinden, die òf volkomen stijf worden ingeklemd òf met behulp van vlakke eindwindingen elastisch worden vastgehouden. Voor beide gevallen wordt aangegeven welke maatregelen genomen moeten worden om te beletten dat de veer zich in samengedrukte toestand kromt en scheef gaat staan. Verder wordt aandacht besteed aan de negatieve zijdelingse stijfheid, die sommige schroefveren bij een bepaalde graad van samendrukking kunnen vertonen, in verband met de mogelijkheid hiermee een andere (positieve) stijfheid te compenseren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!